

UNTERSUCHUNG ALTERNATIVER
ZERFÄLLE DER FORMISOMERE
 $^{238\text{m}}\text{U}$ UND $^{237\text{m}}\text{Np}$

Michael Steinmayer

**UNTERSUCHUNG ALTERNATIVER ZERFÄLLE
DER FORMISOMERE**

^{238m}U UND ^{237m}Np

**Dissertation der Fakultät für Physik
der
Ludwig-Maximilians-Universität München**

**vorgelegt von Michael Steinmayer
aus München**

München, den 30.4.1987

1. Gutachter: Prof.Dr. K.E.G. Löbner

2. Gutachter: Prof.Dr. J. de Boer

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Juni 1987

ZUSAMMENFASSUNG

Aufgrund einer semiempirischen Systematik der Halbwertszeiten von Formisomeren werden in ^{237m}Np , ^{236m}U und ^{238m}U neben der isomeren Spaltung andere Zerfallskanäle erwartet, die etwa um den Faktor 1000, 5 bzw. 10 stärker sein sollen als Spaltung. In dieser Arbeit werden Messungen zum möglichen α - und γ -Zerfall der Formisomere ^{237m}Np und ^{238m}U vorgestellt.

In den Messungen zum α -Rückzerfall wurden die Formisomere in einer $^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})^{238m}\text{U}$ - bzw. $^{238}\text{U}(\text{d}, 3\text{n})^{237m}\text{Np}$ -Reaktion mit gepulstem Strahl bei 15.5 MeV Einschußenergie erzeugt und ihr Zerfall im Flug in Halbleiterteleskopen nachgewiesen. Der gesuchte α -Zerfall wurde nicht beobachtet.

Wir ermitteln eine obere Grenze für das Verhältnis der Zerfallsbreiten von α -Rückzerfall und isomerer Spaltung von

$$^{237m}\text{Np} : \frac{\Gamma_{i.\alpha}}{\Gamma_{i.\text{Sp}}} \leq 5$$

$$^{238m}\text{U} : \frac{\Gamma_{i.\alpha}}{\Gamma_{i.\text{Sp}}} \leq 0.5$$

Dieses Ergebnis zeigt, daß α -Rückzerfall nicht der gesuchte starke, zur isomeren Spaltung alternative Zerfallskanal für diese beiden Formisomere ist.

Zur Untersuchung des γ -Rückzerfalls wurde ein neuartiger Aufbau entwickelt, der den Nachweis von γ -Quanten in Koinzidenz mit Elektronen aus konvertierten Übergängen erlaubt. Dazu werden die Rückstoßkerne in einem elektrischem Feld abgelenkt, direkt über einem Halbleiterzähler in einer Folie gestoppt und dort mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit spektroskopiert.

Die Suche nach dem γ -Rückzerfall in $^{238\text{m}}\text{U}$ verlief positiv. In der $^{238}\text{U}(\text{d,pn})^{238\text{m}}\text{U}$ -Reaktion bei 18 MeV Einschußenergie wurden zwei γ -Linien bei 2.513 MeV und 1.878 MeV in Koinzidenz mit Konversionselektronen der Energie $20 \text{ keV} \leq E_{\text{e}} \leq 45 \text{ keV}$ beobachtet. Sie werden als der Zerfall des Formisomers in ^{238}U zum 2^+ -Niveau bei 44.9 keV bzw. zum 1^- -Niveau bei 680.0 keV mit nachfolgendem Zerfall zum 2^+ -Niveau im ersten Minimum interpretiert. Die Halbwertszeiten dieser Übergänge $T_{1/2} = (260 \pm 90) \text{ ns}$ bzw. $(310 \pm 120) \text{ ns}$ stimmen mit der aus ca. 10000 verzögerten Spaltungen ermittelten Halbwertszeit des Isomers $T_{1/2} = (298 \pm 18) \text{ ns}$ gut überein. Die Energien und die Wirkungsquerschnitte für das Auftreten dieser γ -Übergänge

$$\sigma_{\text{i.}\gamma}(2.513 \text{ MeV}) = (87 \pm 22) \mu\text{barn} \quad \text{und} \quad \sigma_{\text{i.}\gamma}(1.878 \text{ MeV}) = (45 \pm 14) \mu\text{barn}$$

bestätigen die Meßergebnisse von Russo et al. [RUS 75], die aus verschiedenen Gründen (siehe Kap.1.4) in Zweifel gezogen worden waren. Darüber hinaus gibt der Nachweis der γ -Übergänge in Koinzidenz mit Elektronen aus dem $2^+ - 0^+$ -Übergang und die ausgezeichnete Unterdrückung von γ -Quanten aus Spaltproduktisomeren letzte Sicherheit, daß der Zerfall des Formisomers von ^{238}U beobachtet wurde.

Für das Verhältnis der Zerfallsbreiten von γ -Rückzerfall und isomerer Spaltung erhalten wir

$$\frac{\Gamma_{\text{i.}\gamma}}{\Gamma_{\text{i.Sp.}}} = 39 \pm 8$$

Das Formisomer $^{237\text{m}}\text{Np}$ wurde in einer $^{238}\text{U}(\text{p},2\text{n})^{237\text{m}}\text{Np}$ -Reaktion bei 12 MeV Einschußenergie bevölkert. Die gemessene Zeitverteilung und der Wirkungsquerschnitt für die isomere Spaltung von $^{237\text{m}}\text{Np}$ sind konsistent mit früheren Messungen von Wolf et al. und Migneco et al. unter der Annahme, daß ca. 50 % der nachgewiesenen 23 Spaltungen dem Zerfall eines anderen Formisomers mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} \geq 200 \text{ ns}$ entstammt. In Frage dafür kommen $^{238\text{m}}\text{Np}$, $^{238\text{m}}\text{U}$ und ein Spinisomer in $^{237\text{m}}\text{Np}$. Der Wirkungsquerschnitt dieses Isomers für verzögerte Spaltung wäre $5 \text{ nbarn} \leq \sigma_{\text{i.Sp.}} \leq 10 \text{ nbarn}$.

Es wurde keine signifikante verzögerte γ -Linie in Koinzidenz mit Kon-

versionselektronen gemessen, die einem der Formisomere zuzuordnen wäre. Unter der Annahme, daß 50 % der gemessenen verzögerten Spaltungen dem Formisomer ^{237m}Np entstammen, erhalten wir die obere Grenze $\sigma_{i,\gamma} \leq 30 \mu\text{barn}$ für den Wirkungsquerschnitt eines verzögerten γ -Überganges der Energie $2.0 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 3.9 \text{ MeV}$ mit Halbwertszeit $T_{1/2} = 45 \text{ ns}$ in Koinzidenz mit einem konvertiertem Übergang der Energie $E_{\alpha^-} \geq 45 \text{ keV}$. Dies entspricht einem Verzweigungsverhältnis von γ -Rückzerfall zu isomerer Spaltung $\Gamma_{i,\gamma}/\Gamma_{i,\text{sp.}} \leq 1500$.

Im Rahmen dieser Messungen wurde ein neues Isomer im ersten Minimum von ^{237}Np bei 945.1 keV Anregungsenergie entdeckt. Es konnten 6 Linien dem Zerfall des K-Isomers mit Halbwertszeit $T_{1/2} = (711 \pm 40) \text{ ns}$ zugeordnet werden. Als wahrscheinlichster Spin und K-Wert wurden $I = K = 13/2$ bei unbestimmter Parität ermittelt. Mit diesem Spin gibt es bei der Anregungsenergie des neuen Isomers keinen Einteilchenzustand im Nilssondia-gramm. Es handelt sich daher um einen 3-Quasi-Teilchenzustand mit den möglichen Konfigurationen

$$\text{ppp} \quad 13/2^+: \quad 5/2^+[642] + 5/2^-[523] + 3/2^-[521]$$

oder

$$\text{pnn} \quad 13/2^-: \quad \pi 5/2^+[642] + \nu 7/2^-[743] + \nu 1/2^+[631]$$

zwischen denen im Rahmen dieser Ergebnisse nicht weiter differenziert werden kann.

ÜBERSICHT

	Seite
Zusammenfassung	
Einleitung	1
1. Alternativer Zerfall von Formisomeren	
1.1. Hinweise auf alternative Zerfälle	6
1.2. Alternative Zerfallskanäle	8
1.3. Bisherige Messungen zum α -Zerfall von Formisomeren	9
1.4. Bisherige Messungen zum γ -Zerfall von Formisomeren	10
2. Messungen und Ergebnisse zum α -Zerfall von ^{238m}U und ^{237m}Np	
2.1. Meßprinzip und mechanischer Aufbau	12
2.2. Elektronik	17
2.3. Meßergebnisse	19
2.4. Auswertung und Diskussion der Ergebnisse	23
3. Messungen und Ergebnisse zum γ -Rückzerfall von ^{238m}U und ^{237m}Np	
3.1. Experimenteller Aufbau	
3.1.1. Meßprinzip und mechanischer Aufbau	26
3.1.2. Trajektorienrechnungen	32
3.1.3. Elektronik	35
3.2. Ladungs- und Impulsverteilung der Formisomere	
3.2.1. Ladungsverteilung	38
3.2.2. Impulsverteilung	39
3.3. Monte-Carlo-Rechnungen	42
3.4. Überblick	44

3.5. Eichungen	
3.5.1. Off-line-Bestimmung der Effizienz des Aufbaus für den Nachweis eines konvertierten Übergangs mit ^{242}Pu	47
3.5.2. On-line-Bestimmung der Effizienz des Aufbaus für den Nachweis eines konvertierten Übergangs mit ^{238}Np	51
3.5.3. Nachweiswahrscheinlichkeit des γ -Detektors	57
3.6. Zerfall des Formisomers von ^{238}U	
3.6.1. Isomere Spaltung	58
3.6.2. γ -Rückzerfall	66
3.7. Ergebnisse für $^{237\text{m}}\text{Np}$	71
3.8. Zerfall des 945.1 keV - Isomers in ^{237}Np	77
3.9. Diskussion der Ergebnisse	
3.9.1. Halbwertszeit von $^{238\text{m}}\text{U}$	82
3.9.2. Diskussion des γ -Rückzerfalls von $^{238\text{m}}\text{U}$	84
3.9.3. Diskussion des 945.1 keV-Isomers in ^{237}Np	89
4. Schlußbetrachtung	96

EINLEITUNG

Im Jahre 1962 produzierten Polikanov und Mitarbeiter [Pol 62] bei der Untersuchung spontanspaltender Kerne mit der Reaktion $^{16}\text{O} + ^{235}\text{U}$ einen Kern (später identifiziert als $^{242\text{m}}\text{Am}$, $T_{1/2} = 14$ ms [POL 70]), dessen Spaltwahrscheinlichkeit um den Faktor 10^7 größer war verglichen mit bisher bekannten Spontanspaltern. Im Gegensatz zu den Halbwertszeiten der aus dem Grundzustand heraus spontanspaltenden Kerne konnte die kurze Lebensdauer dieses isomeren Zustands im Rahmen des sog. Tröpfchenmodells allein nicht erklärt werden.

Im Tröpfchenmodell wird das Verhalten des Kerns bei Deformationen durch einen Oberflächenterm und einen Coulombterm beschrieben. Der zur Oberfläche proportionale Anteil der Bindungsenergie steigt mit wachsender Deformation, während die Coulombenergie durch den immer größer werdenden mittleren Abstand zwischen den Protonen abnimmt. Die resultierende Änderung der potentiellen Energie in Abhängigkeit von der Deformation des Kerns ist in Fig. 1 dargestellt.

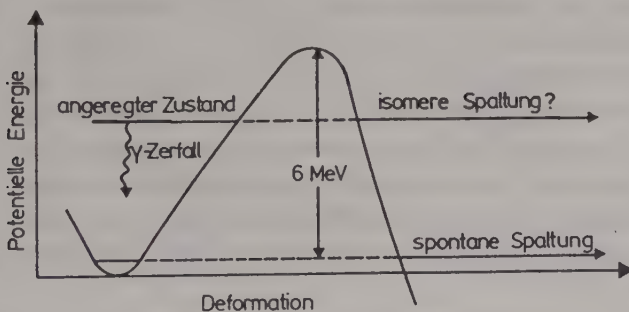


Fig. 1: Schematische Darstellung der potentiellen Energie eines Aktinidenkerns im Tröpfchenmodell als Funktion der Deformation. Das Spaltisomer ist versuchsweise als angeregter Zustand in der Potentialmulde eingezeichnet.

Die Interpretation der spontanen Spaltung von Aktinidenkernen aus dem Grundzustand heraus als Durchtunneln der Spaltbarriere (Fig.1) wird durch experimentelle Daten sehr gut bestätigt.

Die Ergebnisse der Messungen von Polikanov et.al. konnten in diesem Modell nicht erklärt werden. Nachdem weitere Experimente dem isomeren Zustand eine Anregungsenergie von ca. 3 MeV [FLE 67] und einen relativ kleinen Spin $I \leq 10\hbar$ [FLE 68] zuordneten, mußte die mögliche Interpretation als Zerfall eines metastabilen Hochspinzustandes ausgeschlossen werden.

Strutinski [STR 67,68] gab 1967 eine Erklärung im Rahmen theoretischer Untersuchungen der Bindungsenergie von Kernen. Er erkannte, daß die sogenannten "Schaleneffekte" nicht nur als Funktion der Nukleonenzahl ("magische Zahlen"), sondern auch in Abhängigkeit von der Deformation auftreten können. Bei diesen Schaleneffekten handelt es sich um Abweichungen von einer energetisch gleichförmigen Verteilung der Einteilchenniveaus, die zu Fluktuationen der Bindungsenergie führen. Die Beiträge sind zwar absolut gesehen klein, können aber mit der Differenz von Coulombenergie und Oberflächenenergie durchaus konkurrieren, da diese annähernd gleich groß sind.

In Fig. 2 ist dargestellt, wie sich aus dem im Tröpfchenmodell von der Deformation abhängigen Anteil der potentiellen Energie (Fig. 2a) zusammen mit den Schalenkorrekturen (Fig. 2b) die sogenannte "doppelhöckerige Spaltbarriere" entwickelt (Fig. 2c). Bei etwa der doppelten Grundzustandsdeformation zeigt sich eine Einsenkung in der Spaltbarriere. Für Kerne in diesem zweiten Minimum der Potentialkurve wird der γ -Zerfall durch einen Potentialwall stark behindert. Zur Spaltung muß nur noch eine deutlich schmalere und niedrigere Barriere als aus dem Grundzustand im ersten Minimum heraus durchtunnelt werden, sodaß deutlich kürzere Lebensdauern (ps bis ms) als bei Spontanspaltern auftreten können.

Die Messung der Trägheitsmomente [SPE 72, BOR 77, BAK 79] und Quadrupolmomente [HAB 77, MET 77, ULF 79] einiger Isomere bestätigt die theoretische Beschreibung der Spaltisomere als angeregte Zustände besonders großer Deformation. Da die gemessenen Quadrupolmomente bei einem Ellipsoid einem Verhältnis der Halbachsen von 2:1 entsprechen würden, spricht man auch von Formisomeren.

Bis heute wurden ca. 35 Formisomere im Bereich $92 \leq Z \leq 97$ mit Halb-

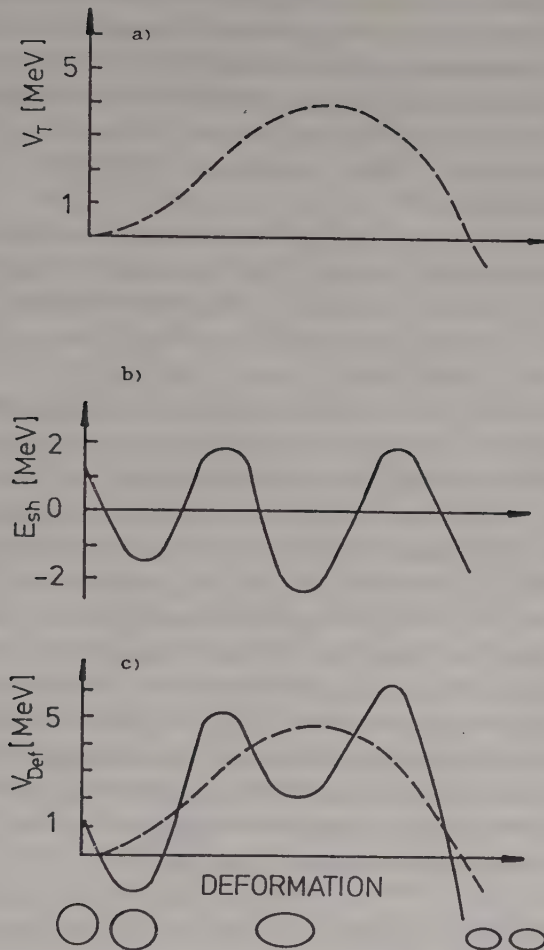


Fig. 2a-c : Überlagerung der Tröpfchenmodell-Energie V_T und der Schalenkorrektur E_{sh} zur Deformationsenergie V_{Def} eines Aktinidenkerns.

wertszeiten zwischen 40 ps und 14 ms gefunden [BRI 73]. Im Bereich der Ordnungszahlen $Z > 97$ wird die äußere Barriere kleiner und damit die partielle Halbwertszeit des Zerfalls durch Spaltung zu klein, um mit herkömmlichen Methoden noch beobachtet werden zu können [SPE 74]. Zu kleineren Ordnungszahlen hin wird die innere Barriere niedriger und damit die Tunnelungswahrscheinlichkeit zum 1. Minimum immer größer. Vermutlich überwiegt der γ -Rückzerfall so stark, daß die Wirkungsquerschnitte für isomere Spaltung zu klein werden, um noch gemessen werden zu können.

Alle bis heute bekannten Formisomere wurden durch Messung der verzögerten Spaltaktivität gefunden. Modellrechnungen zufolge werden für $Z \leq 93$ starke, zur Spaltung konkurrierende Zerfallskanäle erwartet. Hauptkandidaten dafür sind α -Zerfall und vor allem γ -Zerfall. Dies wird in Kapitel 1 diskutiert.

Der Nachweis des α - oder γ -Rückzerfalls würde die Bestimmung des Hinderungs-faktors für Übergänge zwischen Zuständen stark unterschiedlicher Deformation ermöglichen. In den Messungen zum α -Zerfall des Formisomers ^{242m}Am wurde von Ley [LEY 81] und Weber et al. [WEB 79] der α -Zerfall der Energie $E_\alpha = 8.6$ MeV mit dem Verzweungsverhältnis von α -Zerfall zu isomerer Spaltung $\Gamma_{i,\alpha}/\Gamma_{i,\text{sp.}} = (7 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ berichtet. Lauth et al. [LAU 87] ermittelten zwischenzeitlich für die Intensität eine um den Faktor 1/10 kleinere obere Grenze.

Für ^{237m}Np wird ein Verzweungsverhältnis von alternativem Zerfall zu verzögerter Spaltung von $\Gamma_{\text{alt.}}/\Gamma_{i,\text{sp.}} \geq 1000$ erwartet [MET 75, WOL 73]. Ein Ziel dieser Arbeit war es, experimentell nachzuweisen, in wie weit der α -Zerfall einen signifikanten Beitrag zum Zerfall der Formisomere ^{238m}U und insbesondere ^{237m}Np darstellt.

Diese Messungen werden in Kapitel 2 gezeigt.

Die experimentellen Schwierigkeiten beim Nachweis verzögerter Gammas sind außerordentlich groß. Um die Identifikation sicherzustellen, wird das Isomer in Reaktionen mit leichten Projektilen (n, p, d, t, α) erzeugt. Die zu erwartenden Wirkungsquerschnitte für die gesuchten γ -Übergänge sind sehr klein (ca. 40 μb) verglichen mit dem hohen Untergrund an zeitlich und energetisch ähnlich verteilten Gammaquanten, die durch Projektile an Blenden und am Strahlstopper und vor allem durch Isomere in Spaltprodukten erzeugt werden.

Der erste experimentelle Nachweis des erwarteten γ -Rückzerfalls im

Bereich $Z \leq 93$ wurde für $^{238\text{m}}\text{U}$ von Russo et al. berichtet [RUS 75]. Neben den dem Zerfall des Formisomers zugeschriebenen γ -Übergängen bei 2.514 MeV und 1.879 MeV wurden auch andere Linien mit ähnlicher Halbwertszeit (200 ns) gesehen (Kap.1.4), die nicht eingeordnet werden konnten. Zwar wurde zwischenzeitlich der γ -Rückzerfall des $^{238\text{m}}\text{U}$ von Kantele et al. [KAN 84] bestätigt, das ermittelte Verzweigungsverhältnis von γ -Rückzerfall zu isomerer Spaltung liegt aber um mehr als den Faktor 2 unter dem von Russo et al. [RUS 75] gemessenen. Obwohl für $^{236\text{m}}\text{U}$ ähnliche Verhältnisse wie für $^{238\text{m}}\text{U}$ erwartet werden, konnten bei gleicher Nachweissensitivität nur obere Grenzen für das Verzweigungsverhältnis von γ -Zerfall zu Spaltung aus dem formisomeren Zustand angegeben werden (Kap.1.4).

Für die Lebensdauer des Formisomers $^{238\text{m}}\text{U}$ wurden zuletzt ebenfalls deutlich unterschiedliche Ergebnisse publiziert (Kap.3.9.1).

Die bisherigen Meßmethoden beruhten darauf, bei kleinen Strahlströmen und großen Targetdicken die gesuchten γ -Übergänge über deren Zeitstruktur zu identifizieren. Die Hauptschwierigkeit liegt dabei in dem hohen Untergrund an verzögerten Gammaquanten aus isomeren Zuständen in Spaltprodukten, der durch zeitaufwendige Vergleichsmessungen bei verschiedenen Einschußenergien [RUS 75] oder mit zwei γ -Detektoren mit verschiedenen Raumwinkeln [KAN 84] eliminiert werden muß.

In dieser Arbeit wird eine neue Methode vorgestellt, deren Vorteil vor allem darin besteht, den Untergrund aus dem γ -Zerfall der Spaltproduktisomere nahezu vollständig zu eliminieren. Dazu werden die Rückstoßkerne aus dünnen Targets mit Hilfe einer elektrostatischen Ablenkung vor einen vom Target abgeschatteten Halbleiterzähler transportiert und dort mit großer Nachweissensitivität Koinzidenzen zwischen Konversionselektronen und γ -Quanten gemessen (Kap.3.1).

Als erste Anwendung wurden die Formisomere von ^{238}U und ^{237}Np untersucht. Die negativen Resultate für den γ -Rückzerfall des Formisomers $^{236\text{m}}\text{U}$ lassen es sinnvoll erscheinen, den γ -Zerfall des $^{238\text{m}}\text{U}$ mit dieser Methode zu bestätigen. Da für $^{237\text{m}}\text{Np}$ ein gegenüber verzögerter Spaltung um den Faktor 1000 größerer Wirkungsquerschnitt für γ -Zerfall erwartet wird (Kap.1.1), wurde dieser Kern ebenfalls untersucht. Innerhalb dieser Messungen wurde ein neuer isomerer Zustand bei 945.1 keV Anregungsenergie in ^{237}Np entdeckt. Der experimentelle Aufbau und die durchgeführten Messungen werden in Kap. 3 diskutiert.

In Kap. 4 werden Entwicklungsmöglichkeiten und weitere Anwendungsbeispiele der aufgebauten Apparatur diskutiert.

1. ALTERNATIVER ZERFALL VON SPALTISOMEREN

1.1. Hinweise auf alternative Zerfälle

Metag stellte 1975 eine empirische Beziehung zwischen der partiellen Halbwertszeit für isomere Spaltung und dem Spaltbarkeitsparameter $X=Z^2/A$ auf [MET 75]. Die Zerfallswahrscheinlichkeit wird dabei im wesentlichen von der Spaltbarriere im Tröpfchenmodell bestimmt und durch Neutronen- und Protonenschaleneffekte modifiziert. Dabei ergibt sich eine lineare Abhängigkeit des Logarithmus der partiellen Halbwertszeit $T_{1/2}$ vom Spaltbarkeitsparameter X , die durch Neutronenschaleneffekte parabelförmig moduliert wird. Odd-Even-Effekte führen zu weiteren Korrekturen.

Beim Schalenabschluß Neutronenzahl $N=146$ oder $N=148$ ist die negative Schalenkorrektur am größten und damit das Minimum zwischen innerer und äußerer Barriere am stärksten ausgeprägt. Bei diesen 'magischen' Neutronenzahlen ist die Transmission durch die äußere Barriere am stärksten behindert und damit bei gleicher Kernladungszahl Z die Halbwertszeit für isomere Spaltung am größten.

Diese semiempirische Systematik reproduziert die gemessenen Halbwertszeiten für ca. 30 Spaltisomere bis auf einen Faktor 3. Bei den U- und Np-Isomeren jedoch sind die (experimentell nur zugänglichen) totalen Halbwertszeiten deutlich kleiner als die berechneten partiellen Halbwertszeiten. Dies legt den Schluß nahe, daß die Lebensdauern der Isomere in diesen Kernen nicht durch Spaltung, sondern durch einen oder mehrere konkurrierende Zerfallskanäle bestimmt werden. Die Gesamtzahl A der Zerfälle pro Zeiteinheit bei n alternativen Zerfallsmöglichkeiten ist gegeben durch

$$A = \lambda \cdot N_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (1.1)$$

$$\text{mit} \quad \lambda = \lambda_a + \lambda_b + \lambda_c + \dots + \lambda_n$$

als der Summe der partiellen Zerfallskonstanten

$$\lambda_i = \frac{\ln 2}{T_{1/2i}} = \frac{\Gamma_i}{\hbar} \quad (1.2)$$

wobei $T_{1/2}^i$ die partielle Halbwertszeit und Γ_i die Zerfallsbreite der Zerfallsart i ist. Daraus folgt, daß sich die partiellen Halbwertszeiten zweier konkurrierender Zerfallsmoden umgekehrt wie die zugehörigen Zerfallsbreiten verhalten.

$$\frac{T_{1/2}^a}{T_{1/2}^b} = \frac{\Gamma_b}{\Gamma_a} \quad \text{mit } \Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b \quad (1.3)$$

Aus dem Vergleich der mit dem Statistischen Modell berechneten Wirkungsquerschnitte für die Bevölkerung der Formisomere mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten für die verzögerte Spaltung erhält man Verzweungsverhältnisse von isomerer Spaltung zu alternativem Zerfall, die zwar nur innerhalb eines Faktors 3-5 glaubwürdig sind, den Trend aus den Abschätzungen Metag's aber sehr gut wiedergeben. In Tabelle 1 sind die Ergebnisse dieser Abschätzungen und die bisher gemessenen totalen Halbwertszeiten aufgestellt:

Kern	$T_{1/2}$ (Niveau)	$T_{1/2}$ Metag	$T_{1/2}$ stat. Modell
^{236}mU	(125±15)ns [BRI 73]*	0.5 μs	0.6 μs [AND 76, GÜN 78, PED 72]
^{238}mU	(110 bis 300)ns **	2 μs	(***)
^{237}mNp	(40±12)ns [WOL 73]	47 μs	57 μs [WOL 73]
	(45±5)ns [MIG 77]		8 μs [MIG 77]

Tab. 1: Vergleich der gemessenen totalen Halbwertszeiten mit den von Metag [MET 75] mit einer semiempirischen Systematik und von anderen Autoren mit Hilfe des Statistischen Modells abgeschätzten partiellen Halbwertszeiten für isomere Spaltung.

* : Mittelwert aus 6 verschiedenen Messungen

** : Siehe Tabelle 10 auf Seite 76

***: 8.3 μs [RUS 75] ermittelt aus der Messung des γ -Rückzerfalls.

1.2. Alternative Zerfallskanäle

Als alternative Zerfallskanäle kommen prinzipiell α -, β -, γ - und Neutronenzerfall in Frage (Fig.3). β -Zerfall kann als schwache Wechselwirkung nicht konkurrieren. Der Neutronenzerfallskanal öffnet sich erst, wenn die Anregungsenergie E_{II} des Isomers die Neutronenseparationsenergie S_n übersteigt.

Für den α -Zerfall gibt es zwei Möglichkeiten:

- 1) Zerfall zum formisomeren Zustand des Tochterkerns
- 2) Zerfall zum 1. Minimum des Tochterkerns

Die erforderliche große Deformationsänderung beim Übergang in den Grundzustand des ersten Minimums im Tochterkern behindert die zweite Zerfallsmöglichkeit stark. Dies wird aber überkompensiert durch die Beschleunigung des Zerfalls um einen Faktor der Größenordnung 10^{10} [LED 67] aufgrund der um die Anregungsenergie des zweiten Minimums erhöhten Übergangsenergie gegenüber dem Zerfall zum Grundzustand des zweiten Minimums und durch zwei weitere Effekte: Die Reduzierung der Barriere für α -Zerfall bei großer Deformation und einen möglichen dynamischen Effekt, wie er von R. Nix vorgeschlagen wurde (siehe LEY 81). Die erwartete Energie dieses α -Überganges liegt daher bei

$$E_{\alpha^{is.}} = Q_{\alpha 0} + E_{II} - E_R \quad (1.1)$$

E_R ist die vom Tochterkern durch den Rückstoß aufgenommene Energie.

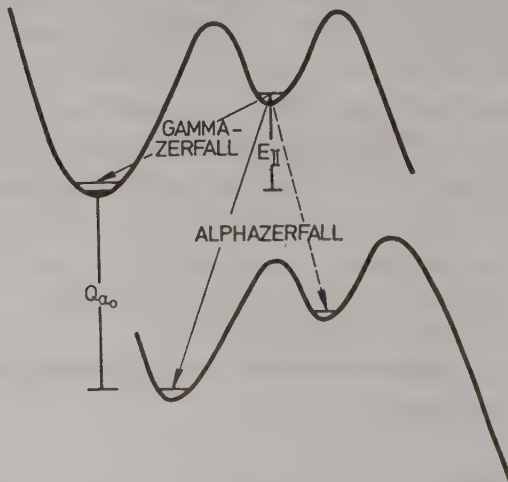


Fig.3: Mögliche Zerfallskanäle eines Formisomers

In Tabelle 2 sind einige Daten und die erwarteten α -Energien der angesprochenen Isomere aufgelistet:

	E_{II}	$Q_{\alpha 0}$	S_n	$E_{\alpha^{is.}}$
^{236}U	2.3 MeV [BRI 72]	4.570 MeV	6.32 MeV	6.7 MeV
^{238}U	2.56 MeV [RUS 75]	4.269 MeV	6.52 MeV	6.7 MeV
^{237}Np	$(2.7 \pm 0.3) \text{ MeV}$ [WOL 73] $(2.85 \pm 0.4) \text{ MeV}$ [MIG 77]	4.957 MeV	6.10 MeV	$(7.6 \pm 0.4) \text{ MeV}$

Tabelle 2 : Anregungsenergie E_{II} des isomeren Zustands im zweiten Minimum, α -Grundzustands-Q-Wert $Q_{\alpha 0}$, Neutronenseparationsenergie S_n [SEE 77] und nach (1.1) erwartete Energie $E_{\alpha^{is.}}$ des möglichen α -Übergangs.

1.3. Bisherige Messungen zum α -Zerfall von Formisomeren

Bisher sind nur für ^{242m}Am Messungen zum Nachweis des α -Zerfalls eines Formisomers veröffentlicht worden [BEL 73, WEB 79]. Belov et al. fanden keine α -Linie und gaben eine obere Grenze für das Verzweungsverhältnis von α -Zerfall zu isomerer Spaltung aus dem formisomeren Zustand $\Gamma_{i,\alpha}/\Gamma_{i.sp.} \leq 1.5 \cdot 10^{-2}$ an.

Weber et al. berichteten ein positives Ergebnis und ermittelten für das Verzweungsverhältnis

$$\frac{\Gamma_{i,\alpha}}{\Gamma_{i.sp.}} = (7 \pm 2) \cdot 10^{-4} \quad \text{mit } E_{\alpha^{is.}} = (8.62 \pm 0.10) \text{ MeV}$$

Da bei ^{237}Np die innere Barriere des Tochterkerns ^{233}Pa deutlich kleiner ist als in ^{242}Am und ^{238}Np und der Wirkungsquerschnitt für isomere Spaltung sehr klein ist ($\sigma_{i.sp.} = (25 \pm 5) \text{ nbarn}$, [MIG 78]) erschien ^{237m}Np ebenfalls als aussichtsreicher Kandidat für den isomeren α -Zerfall.

In kürzlich durchgeführten Messungen von Lauth et al. [LAU 87] konnte der α -Zerfall von ^{242m}Am nicht bestätigt werden. Die von ihm ermittelte obere Grenze des Verzweungsverhältnis $\Gamma_{i,\alpha}/\Gamma_{i.sp.} \leq 5 \cdot 10^{-5}$ ist um eine Größenordnung kleiner als der von Weber et al. angegebene Wert.

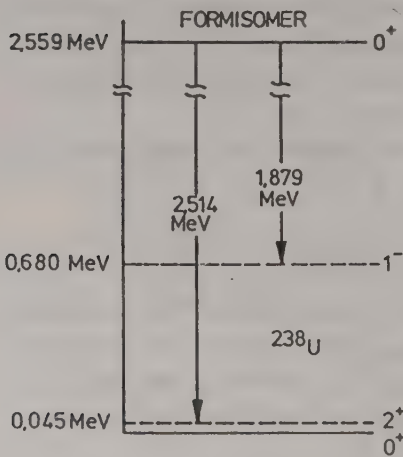
1.4. Bisherige Messungen zum γ -Zerfall von Formisomeren

Die Suche nach dem γ -Rückzerfall von ^{236m}U von verschiedenen Autoren [BOR 74, GÜN 78, BAR 78, BUT 80, LÖB 81] führte nur zu oberen Grenzen für das γ -Verzweigungsverhältnis als Funktion der Energie:

$$\frac{\Gamma_{i,\gamma}}{\Gamma_{i,\text{Sp}}} \leq 4.5 \quad \text{für } E_\gamma = 0.5 \text{ MeV} \quad \text{bis} \quad \frac{\Gamma_{i,\gamma}}{\Gamma_{i,\text{Sp}}} \leq 1.5 \quad \text{für } E_\gamma = 2.5 \text{ MeV}$$

Dagegen veröffentlichten Russo et al. [RUS 75] ein positives Ergebnis für ^{238m}U . Der formisomere Zustand wurde in einer $^{238}\text{U}(d, pn)^{238m}\text{U}$ -Reaktion mit 18 MeV Deuteronen populierte. Drei γ -Linien blieben als Kandidaten für den γ -Zerfall des Formisomers: 3.532, 2.514 und 1.879 MeV.

Da die Energie der 3.532 MeV-Linie zu hoch ist verglichen mit der Anregungsenergie des Spaltisomers von ^{238}U bei $E_{II} \approx (2.7 \pm 0.4) \text{ MeV}$ [BRI 73], wurde sie ausgeschlossen.



Die beiden anderen γ -Übergänge wurden als Zerfälle des Formisomers zu den bekannten 2^+ und 1^- Zuständen im ersten Minimum von ^{238}U bei 45 keV und 680 keV interpretiert. Trotzdem blieben gewisse Zweifel an der Richtigkeit dieser Interpretation.

Fig.4 zeigt das von Russo vorgeschlagene Zerfallsschema. Dieses Schema basiert auf der Annahme, daß der gemessene 2.514 MeV-Übergang den Zerfall des isomeren Zustands zum ersten angeregten 2^+ Niveau bei 0.045 MeV darstellt.

Fig.4: Von Russo et al. [RUS 75] vorgeschlagenes Zerfallsschema des Formisomers ^{238m}U .

1983 wurde von Kantele et al. [KAN 83] in der gleichen Reaktion ein EO-Übergang mit einer Halbwertszeit von (130 ± 50) ns gemessen, der unter der Annahme einer K-Konversion in einem Kern mit Kernladungszahl $Z = 92$ einer Übergangsenergie von (2558 ± 2) keV entspricht, in sehr guter Übereinstimmung mit der von Russo et al. gemessenen Anregungsenergie des Isomers von 2559 keV [RUS 75] (ohne Fehlerangabe). Andererseits konnten Kantele et al. die E2 K-Konversionslinie für den 2.514 MeV Übergang nicht finden und ermittelten daraus eine obere Grenze für den partiellen Wirkungsquerschnitt dieses Überganges $\leq 50 \mu\text{barn}$, während Russo et al. einen Wirkungsquerschnitt von $(90 \pm 25) \mu\text{barn}$ erhalten hatten.

1984 veröffentlichten Kantele et al. [KAN 84] eine neue Messung zum γ -Rückzerfall von $^{238\text{m}}\text{U}$. Sie beobachteten eine γ -Linie bei (2512.7 ± 0.5) keV mit einem Wirkungsquerschnitt von $(42 \pm 12) \mu\text{barn}$ bei der Reaktion $18 \text{ MeV } d + ^{238}\text{U}$, konnten aber den 1879 keV El γ -Übergang zum 1^- -Zustand bei 680.0 keV nicht bestätigen.

Die von Russo und Kantele gemessenen Verzweigungsverhältnisse von γ -Zerfall zu Spaltung für einen einzelnen hochenergetischen γ -Übergang

$$\frac{\Gamma_{i,\gamma}}{\Gamma_{i,\text{Sp.}}} = 15 \quad [\text{RUS 75}] \quad \text{bzw.} \quad \frac{\Gamma_{i,\gamma}}{\Gamma_{i,\text{Sp.}}} = 7 \quad [\text{KAN 84}] \quad \text{für } E_\gamma = 2.514 \text{ MeV}$$

stehen in deutlichem Kontrast zu dem für $^{236\text{m}}\text{U}$ ermitteltem Verzweigungsverhältnis $\Gamma_{i,\gamma}/\Gamma_{i,\text{Sp.}} \leq 1.5$ [BUT 80] für $E_\gamma = 2.5 \text{ MeV}$, da sich die beobachteten Wirkungsquerschnitte für verzögerte Spaltung nur um den Faktor 2 unterscheiden und aufgrund der verwandten Niveaustuktur im ersten Minimum und der fast identischen Barrierenparameter [BAK 74a] ein ähnliches Zerfallsschema für $^{236\text{m}}\text{U}$ erwartet wird.

Zum γ -Rückzerfall des $^{237\text{m}}\text{Np}$ wurden bisher keine Messungen veröffentlicht.

2. MESSUNGEN UND ERGEBNISSE ZUM ALPHAZERFALL DER FORMISOMERE $^{238\text{m}}\text{U}$ UND $^{237\text{m}}\text{Np}$

2.1. MESSPRINZIP UND MECHANISCHER AUFBAU

Es wurde eine Anordnung gewählt, bei der man den Zerfall der Formisomere im Flug beobachtet. Die in einer $^{238}\text{U}(\text{d},3\text{n})^{237\text{m}}\text{Np}$ - bzw. $^{238}\text{U}(\text{d},\text{pn})^{238\text{m}}\text{U}$ -Reaktion gebildeten Formisomere verlassen durch den Rückstoß das Target, zerfallen im Flug und werden in zwei Halbleiterteleskopen nachgewiesen (Fig. 5). Das Target ist von einer Zylinderblende umgeben, so daß prompte Spaltung und geladene Reaktionsprodukte, die im Target erzeugt bzw. gestreut werden, von den Teleskopen nicht direkt nachgewiesen werden können.

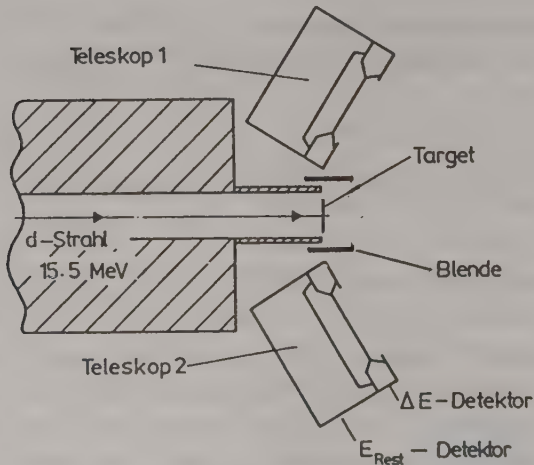


Fig. 5: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur Messung des α -Zerfalls der Formisomere $^{238\text{m}}\text{U}$ und $^{237\text{m}}\text{Np}$

In $^{238}\text{U}(p,2n)^{237\text{m}}\text{Np}$ -Reaktionen [WOL 73, MIG 77] wurde bei $E_p=11.5$ MeV ein breites Maximum im Verhältnis isomere/prompente Spaltung gemessen. Diese Reaktion ist für unsere Meßmethode nicht geeignet, da die Rückstoßkerne mit Energien $E_R \leq 50$ keV eine kleine Reichweite im Target haben und zu langsam aus dem Schatten der Zylinderblende fliegen, um mit ausreichender Wahrscheinlichkeit nachgewiesen zu werden. In der $(d,3n)$ -Reaktion bei $E_d=15.5$ MeV ist der Rückstoß deutlich größer ($E_R \approx 130$ keV) und deshalb die Nachweiswahrscheinlichkeit in den Teleskopen um den Faktor 3 höher. Da der ^{237}Np -Kern bei etwa der gleichen Anregungsenergie gebildet wird wie in der $(p,2n)$ -Reaktion, erwartet man die gleiche Wahrscheinlichkeit dafür, das Formisomer zu bevölkern [LAR 69].

Bei der optimalen Dicke des Targets von $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [LIU 75] verlassen ca. 40 % der erzeugten Rückstoßkerne mit breiter Energie- und Winkelverteilung das hochangereicherte Target (Kap.3.3.). Um mit dem dünnen Target bei den kleinen Wirkungsquerschnitten die erwünschten Isomerausbeuten zu erreichen, ist ein hoher Deuteronenstrom erforderlich. Der dadurch hervorgerufene Untergrund wird durch mehrere Maßnahmen möglichst klein gehalten :

- Aufbau des Experiments in einer großen Vakuumkammer
- Verwendung eines $\Delta E-E_{\text{Rtot}}$ -Teleskops
- Abschirmung vor prompter Spaltung und vor im Target gestreuten Deuteronen durch eine Zylinderblende

An der Wandung der Experimentierkammer rückgestreute Deuteronen können durch Überlagerung der Pulse im Hauptverstärker α -Ereignisse im interessanten Zeitbereich (ca. 20 bis 200 ns nach dem prompten Peak) vortäuschen. Das Experiment wurde daher unter Verwendung möglichst wenig Materials 1 m nach dem Eintrittsflansch in einer großen Streukammer mit 3.6 m Durchmesser und 4 m Höhe aufgebaut. Der kleine Raumwinkel für rückgestreute Strahlteilchen und deren Laufzeitdiskriminierung ermöglichen nahezu untergrundfreie Messungen.

Als Target wurden $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ hochangereichertes ^{238}U in Oxidform auf $300 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Nickelfolie aufgedampft und auf ein Röhrchen mit 10 mm Durchmesser geklebt. Mit Hilfe eines Schrittmotors kann der Target-

halter längs der Achse einer Zylinderblende verfahren werden. Zur Optimierung wird das Target in der Blende gerade soweit zurückgezogen, bis die Detektoren keine prompte Spaltung mehr nachweisen.

Um während des Experiments ohne Zeitverlust die Anordnung von Detektoren, Blende und Target optimieren zu können sind die Zylinderblende und die beiden Teleskope unabhängig voneinander durch Schrittmotoren in Strahlrichtung verfahrbar. Die ganze Detektorplattform kann senkrecht zur Strahlrichtung ca. 30 cm nach unten vor ein α -Eichpräparat gefahren werden. Damit werden die Detektoren vor Strahlenschäden durch Neutronen beim Fokussieren des Teilchenstrahls geschützt und in Strahlpausen mit Hilfe der Eichquelle überprüft und geeicht.

Jedes der beiden Teleskope ist aus zwei Oberflächensperrschichtzählern zusammengesetzt : einem ΔE -Transmissionszähler 25 μm dick mit 200 mm^2 Fläche und einem E_{Rest} -Zähler 300 μm dick mit 300 mm^2 Fläche.

Die Messung des Energieverlustes ermöglicht eine saubere Trennung von Protonen, Deuteronen und Alphateilchen. Spaltprodukte werden aufgrund ihrer hohen Kernladungszahl im ΔE -Detektor völlig gestoppt. In Tabelle 3 sind Energieverlust und gesamte deponierte Energie bei senkrechtem Einfall in ein Teleskop für verschiedene Energien und Teilchenarten aufgelistet :

Energie	Protonen		Deuteronen		Alphateilchen	
	ΔE	$E_{\text{ges.}}$	ΔE	$E_{\text{ges.}}$	ΔE	$E_{\text{ges.}}$
7 Mev	0.3	3.2	0.4	5.5	3.0	7.0 [MeV]
10 Mev	0.2	2.6	0.3	3.9	2.2	10.0 [MeV]
15 Mev	0.2	2.0	0.2	2.9	1.5	15.0 [MeV]
25 Mev					1.2	25.0 [MeV]

Tab. 3 : Energieverlust und gesamte deponierte Energie im

ΔE - E_{Rest} -Teleskop

Bei einem Eintrittswinkel $\varphi \neq 0^\circ$ relativ zum Lot auf die Detektoroberfläche erhöht sich der Energieverlust um den Faktor $1/\cos(\varphi)$. Die Detektoren stehen unter 45 Grad relativ zur Strahlachse.

Die Dicke des E_{Rest} -Zählers reicht aus, um 25 MeV-Alphateilchen voll-

ständig in der sensitiven Schicht zu stoppen und damit sicherzustellen, daß nicht hochenergetische α 's aus ternärer Spaltung zum Untergrund im interessanten Energiebereich von 6 bis 8 MeV beitragen.

Da die Alphas im Flug emittiert werden, muß die kinematische Verschmierung der Zerfallsenergie berücksichtigt werden. Die Energieänderung ΔE_α des Alphateilchens aufgrund der kinetischen Energie des Rückstoßkerns ergibt sich zu

$$\Delta E_\alpha = \frac{m_\alpha}{m_R} E_R + 2 \cos(\theta) \sqrt{E_\alpha E_R \frac{m_\alpha}{m_R}} \quad (2.1)$$

mit

m_α - Masse des Alphateilchens

m_R - Masse des Rückstoßkernes vor der α -Emission

θ - Winkel zwischen Schwerpunkts-
geschwindigkeit und α -Impuls

E_α - α -Energie im Schwerpunktsystem

E_R - Energie des Rückstoßkerns vor der α -Emission

Die breite Energie- und Winkelverteilung der Rückstoßkerne [LAR 69, MET 74] läßt nur eine Abschätzung zu. Für ein mittleres $E_R \approx 100$ keV und unter der Annahme, daß der Zerfall im Flug für Emissionswinkel $50^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$ nachgewiesen wird, erhält man für $E_\alpha = 7$ MeV eine Änderung der Energie von ≈ 100 keV.

Die Energieauflösung der Teleskope war $\Delta E_{\text{tot}} = 60$ keV für $E_\alpha = 5.5$ MeV.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Teleskope für Zerfälle im Flug wurde mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms berechnet. Das Prinzip dieser Berechnungsmethode wird in Kapitel 3.3. beschrieben. Der Ausgangspunkt in der (d,pn)-Reaktion ist die Berechnung der Impulsverteilung der Rückstoßkerne aus der Kinematik der (d,p)-Reaktion unter Berücksichtigung der Anregungsenergie, die der Zwischenkern mindestens haben muß, um nach Abdampfung eines Neutrons den isomeren Zustand erreichen zu können. Vorgegeben wird (siehe auch Kap. 3.3)

- in der $^{238}\text{U}(\text{d},3\text{n})$ -Reaktion voller Impulsübertrag des Projektils und eine Winkelverteilung $d\sigma/d\Omega = \text{const}$ mit $0^\circ \leq \vartheta \leq 45^\circ$ für den Austrittswinkel ϑ der Rückstoßkerne aus dem Target
- in der $^{238}\text{U}(\text{d},\text{pn})$ -Reaktion eine Winkelverteilung $d\sigma/d\Omega = \text{const}$ mit $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ für den Streuwinkel θ der Protonen in der (d,p)-Reaktion
- ein geschwindigkeitsproportionaler Energieverlust im Target mit aus Messungen an Aktinidenkernen empirisch bestimmten Konstanten [LIU 75]
- die Zerfallskonstante des Formisomers

Die damit berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten für einen α -Zerfall im Flug sind

$$\begin{array}{lll} \varepsilon = 2 \% & \text{für } ^{237\text{m}}\text{Np} & (T_{1/2} = 45 \text{ ns}) \\ \varepsilon = 1 \% & \text{für } ^{238\text{m}}\text{U} & (T_{1/2} = 298 \text{ ns}) \end{array}$$

Diese Werte sind aufgrund der Unsicherheit bei den vorgegebenen Impulsverteilungen mit einem relativen Fehler von 20 % behaftet.

Zur Normierung wurden mit einem Monitorzähler von 100 μm Dicke und 25 mm^2 Fläche in 1.23 m Abstand unter 18° prompter Spaltung und Rutherford gestreute Deuteronen nachgewiesen.

Der Deuteronenstrahl wurde ca. 4,2 m hinter dem Target in 3 mm dickem Wolfram gestoppt. Da die relativ dünne Hallenwand nur 3 m entfernt war, wurde die Wahl des Stoppermateri als vor allem unter dem Aspekt möglichst geringer Strahlenbelastung für die Umgebung der Experimentierhalle getroffen. Nach Abschirmung des Stoppers mit Wasser, Parafinblöcken und Blei waren Strahlströme bis ca. 150 nA möglich. Die Deuteronen wurden aus einer Penningquelle extrahiert, gepulst und auf 15.5 MeV beschleunigt. Der Pulsabstand betrug 800 ns, die Pulsbreite 2 bis 3 ns.

2.2. ELEKTRONIK

Fig. 6 zeigt ein Blockschaltbild der Elektronik.

Der Aufbau ist für beide Teleskope identisch. Alle Signale werden in einer Gruppe mit Koinzidenzzeit $6\ \mu\text{s}$ verarbeitet, so daß bei der Auswertung keine unterschiedlichen Totzeiten zu berücksichtigen sind.

Die ΔE -Zähler registrieren sowohl niederenergetische leichte Teilchen als auch Spaltfragmente aus verzögerter Spaltung. Da die Pulshöhen sehr unterschiedlich sind, werden zwei Hauptverstärker mit entsprechenden Verstärkungsfaktoren verwendet. Die Zeitmessung zwischen ΔE - und E_{Rest} -Zähler reduziert den Untergrund an zufälligen Koinzidenzen deutlich, da sonst bei einem Pulsabstand von 800 ns innerhalb der Koinzidenzzeit $6\ \mu\text{s}$ keine eindeutige Zuordnung zweier Signale zum selben Puls möglich ist.

Im Monitorzähler wird ebenfalls mit zwei Verstärkungen Rutherfordstreuung und prompte Spaltung gemessen.

Aufgrund der relativ kleinen Ereignis-Zählrate ist es möglich, die Daten ohne 'hard ware'-Einschränkungen auf Band zu schreiben und erst im Replay beliebige Koinzidenzbedingungen zu setzen.

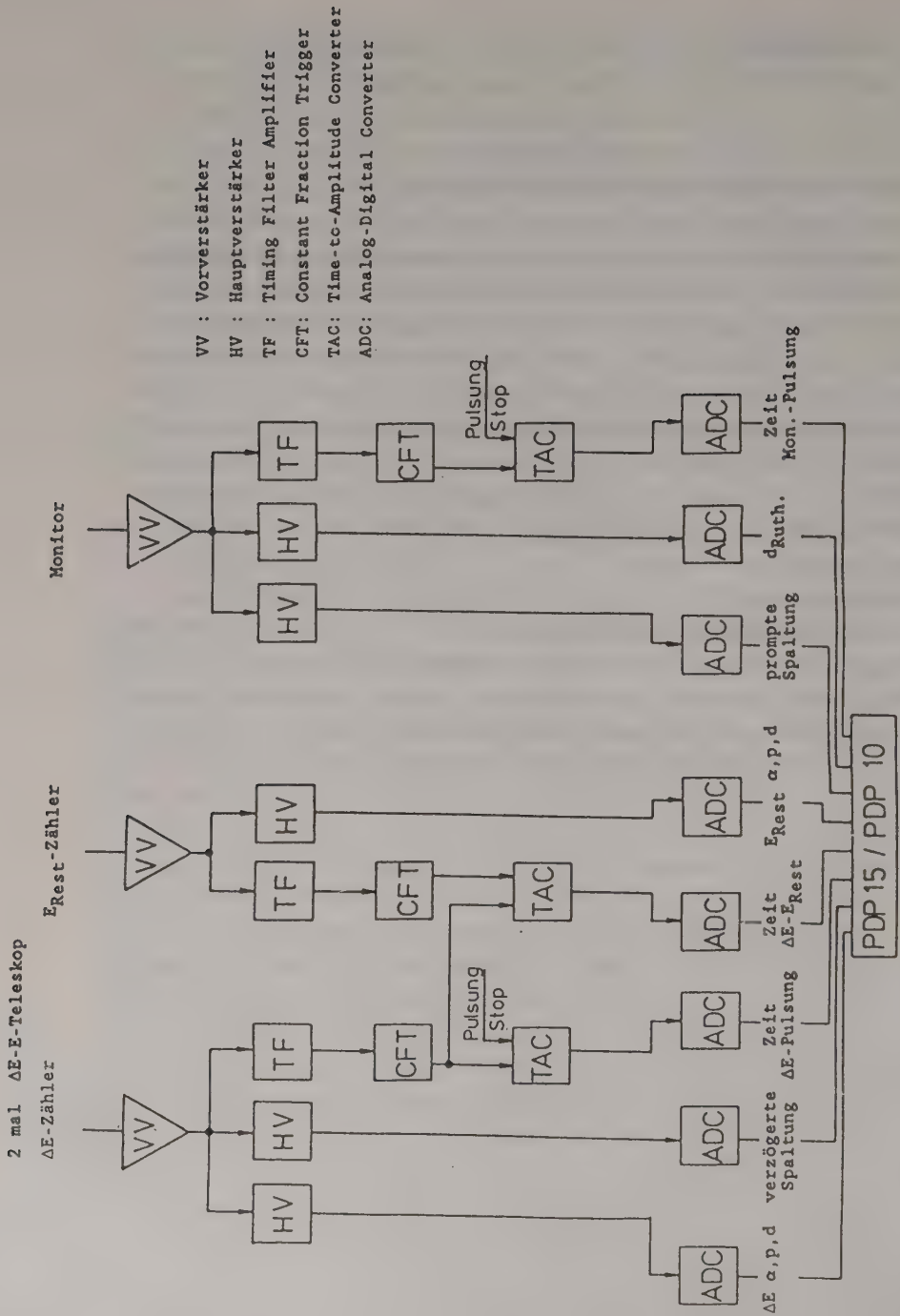


Fig. 6: Elektronischer Aufbau für den Nachweis des α -Rückzerfalls
 Der Aufbau ist für beide ΔE -E-Teleskope identisch.

2.3. MESSERGEBNISSE

Die folgenden Spektren geben die zusammengefaßten Ergebnisse aus ca. 55 Stunden reiner Meßzeit wieder. In Fig. 7 ist die gesamte in den Teleskopen deponierte Energie gegen den Energieverlust in den ΔE -Zählern aufgetragen. Die verschiedenen Teilchenäste sind deutlich getrennt, wobei p- und d-Kanal durch eine Schwelle im ΔE -Spektrum stark abgeschnitten sind.

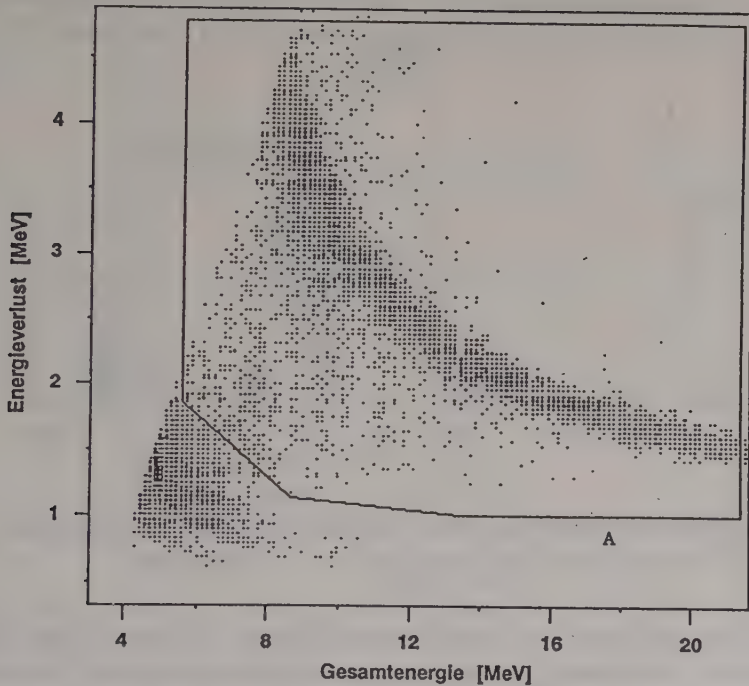


Fig. 7: ΔE -E-Plot der Teleskope. Die gesamte deponierte Energie ist gegen den Energieverlust im ΔE -Zähler aufgetragen. Die umrandete Fläche (Fenster 'A') selektiert die Alphaereignisse.

Der kontinuierliche α -Anteil hat seinen Ursprung in (d, α)-Reaktionen im Wolfram-Stopper und der Wandung der Vakuumkammer. Der Q-Wert dieser Reaktion erlaubt α -Energien bis 25 MeV in Wolfram ($Q_{g.st.} = 11$ MeV) und bis 17.5 MeV in Eisen ($Q_{g.st.} = 5.7$ MeV). Die Alphateilchen aus dem Wolfram-Stopper fliegen nahezu antiparallel zur Strahlrichtung auf

die Detektoren zu und fallen damit unter ca. 45° in die Zähler ein (vgl. Fig. 5 S. 12). Der Energieverlust bei diesem Winkel ist um den Faktor 1,4 größer als bei senkrechtem Einfall und verschiebt deshalb die Kurve im ΔE -E-Plot gegenüber einer Eichung nach oben.

Mit dem Fenster 'A' (durchgezogene Linie im ΔE -E-Plot) wird der Bereich der Alphateilchen selektiert. Das zugehörige Zeitspektrum dieser Ereignisse zeigt Fig. 8 in logarithmischer Darstellung.

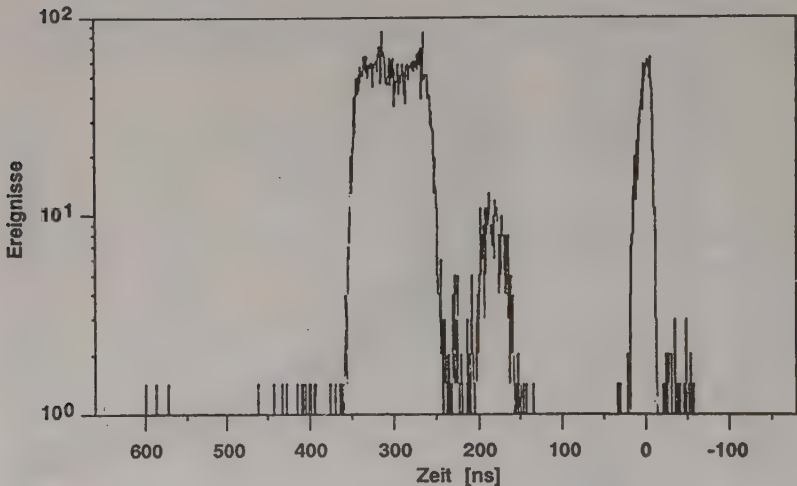


Fig. 8: Zeitverteilung der ΔE -Signale relativ zur Strahlpulsung für Ereignisse aus Fenster 'A' im ΔE -E-Plot.

Hier ist die Anzahl der Ereignisse aus Fenster 'A' gegen die Zeit zwischen Strahlpuls und ΔE -Signal aufgetragen. Der prompt Peak bei Zeit $t=0$ resultiert aus der Streuung von Neutronen, Protonen und Deutronen in unmittelbarer Umgebung der Detektoren. Durch zufällige Überlagerung mehrerer voneinander unabhängiger Signale ('pile-up') reicht die Energie dieser Ereignisse aus, im 'Alpha'-Fenster registriert zu werden.

Die wenigen Ereignisse rechts vom prompten Peak sind auf Strahlpulse zurückzuführen, die von der schnellen Pulsung nicht völlig unterdrückt werden und ca. 50 ns vor der Hauptintensität auftreten.

Die beiden breiten Peaks bei 185 ns und 300 ns resultieren aus Alphas, die in der Wandung bzw. dem Stopper in (d,α) -Reaktionen erzeugt werden.

Das Fenster 'A' in der ΔE -E-Matrix schränkt den Energiebereich der im Zeitspektrum dargestellten Ereignisse auf $6 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 20.2 \text{ MeV}$ ein. Die daraus mit den Abständen Target-Wandung (2.6 m) und Target-Stopper (4.2 m) berechneten Laufzeiten stimmen sehr gut mit den dem Zeitspektrum entnommenen Werten überein.

Das Hauptaugenmerk gilt dem Zeitintervall zwischen 10 ns und 240 ns. Fig.9 zeigt die Energieverteilung der Ereignisse in diesem Zeitbereich.

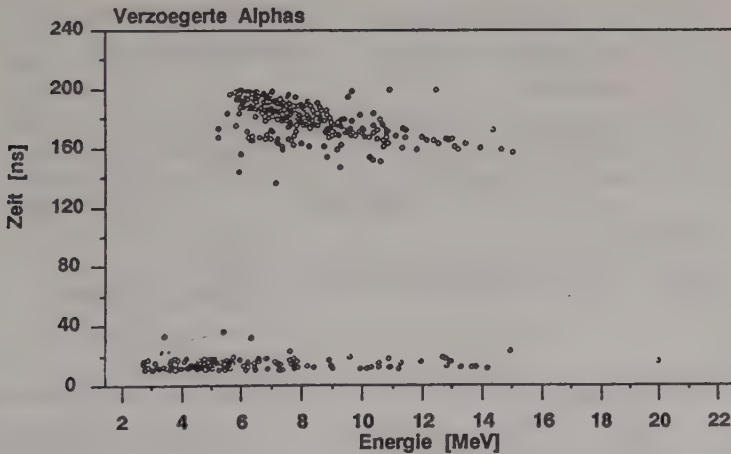


Fig.9 : Energieverteilung der Ereignisse aus Fenster 'A' im Zeitbereich 10 ns bis 240 ns.

Die Häufung bei 190 ns entspricht wieder der (d,α) -Reaktion an der Kammerwandung, die Ereignisse um 10 ns sind noch dem prompten Peak zuzuordnen. Wesentlich ist das Fehlen jeglicher Alphaereignisse im Zeitbereich zwischen 40 ns und 135 ns insbesondere im interessanten Energiebereich $6.4 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 8.1 \text{ MeV}$ (siehe Tab.2 Seite 9)

Daß die Meßapparatur gut geeignet ist, Zerfälle im Flug zu spektroskopieren, zeigt der Nachweis von 18 verzögerten Spaltungen des Form-

isomers ^{238m}U (Fig.10). Dieses Ergebnis wurde, neben der Normierung durch den Monitorzähler, zu einer weiteren Abschätzung der Grenze für das Verhältnis von verzögertem Alphazerfall zu isomerer Spaltung herangezogen (Kap. 2.4.).

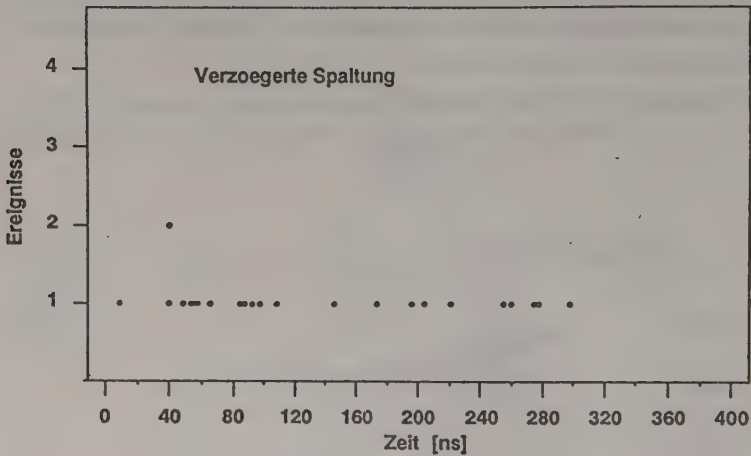


Fig.10 : Zeitliche Verteilung der verzögerten Spaltung

Die Zeitverteilung der Ereignisse ist konsistent mit der erwarteten Halbwertszeit von 298 ns. Der Zerfall im Flug kann erst nachgewiesen werden, nachdem die Rückstoßkerne den Schatten der Zylinderblende verlassen haben. Bei den Rückstoßgeschwindigkeiten von im Mittel 0.2 mm/ns (Kap.3.3.) erreichen die Restkerne den Bereich maximaler Nachweiswahrscheinlichkeit nach ca. 30 bis 40 ns. Danach sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit rasch, da sich die Isomere von den Detektoren entfernen.

2.4. AUSWERTUNG UND DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Durch die Messung von Rutherfordstreuung und prompter Spaltung vereinfacht sich der Ausdruck für die Anzahl der in der Zeit T gemessenen Ereignisse mit Wirkungsquerschnitt σ , da in der Normierung mit deren Zählraten Meßzeit, Strahlstrom und Targetdicke wegfallen.

Für den Wirkungsquerschnitt von ^{238}mU für isomere Spaltung ergibt sich damit über die Normierung mit prompter Spaltung

$$\sigma_{\text{i.Sp.}} = \frac{N_{\text{i.Sp.}}}{N_{\text{p.Sp.}}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{M}}}{\epsilon_{\text{U}}} \cdot \sigma_{\text{p.Sp.}} \quad (2.2)$$

mit $\sigma_{\text{i.Sp.}}$ - Wirkungsquerschnitt für isomere Spaltung von ^{238}mU
 $\sigma_{\text{p.Sp.}}$ - Wirkungsquerschnitt für prompte Spaltung von ^{238}U
: (700±50)mbarn [HUI 61]

$N_{\text{i.Sp.}}$ - Anzahl der gemessenen verzögerten Spaltungen
in den Teleskopen : 18±4.2

$N_{\text{p.Sp.}}$ - Anzahl der gemessenen prompten Spaltungen
im Monitorzähler : 2240±47

ϵ_{M} - Raumwinkel-Nachweiswahrscheinlichkeit des
Monitorzählers : (1.3±0.1)·10⁻⁶

ϵ_{U} - Nachweiswahrscheinlichkeit für Zerfall
im Flug von ^{238}mU in den Teleskopen : 0.010±0.002

Die Wahrscheinlichkeit dafür, mit einem Teleskop den Zerfall eines Rückstoßkerns im Flug nachzuweisen, wurde mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet. Bei Spaltung ist der Faktor 2 zu berücksichtigen, der sich aber in der Normierung mit prompter Spaltung herauskürzt.

Der ermittelte Wirkungsquerschnitt für isomere Spaltung von ^{238}mU

$$\sigma_{\text{i.Sp.}} = (730 \pm 200)\text{nbarn} \quad (2.3)$$

stimmt innerhalb der Fehlergrenzen gut mit den Ergebnissen anderer Messungen ((500±100)nbarn [REP 70], (850±120)nbarn [WOL 70]) überein. Da der Wirkungsquerschnitt für isomere Spaltung von $^{237\text{m}}\text{Np}$ bei der

Einschußenergie um den Faktor 30 kleiner ist (25 nbarn [Mig 77]), kann man davon ausgehen, daß (annähernd) alle gemessenen verzögerten Spaltungen dem Formisomer $^{238\text{m}}\text{U}$ zuzuschreiben sind. Nach den Überlegungen von Kap.1.2. liegt die Energie etwaiger α -Übergänge bei $6.5 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 7.3 \text{ MeV}$ für $^{238\text{m}}\text{U}$ und $7.2 \text{ MeV} \leq E_\alpha \leq 8.1 \text{ MeV}$ für $^{237\text{m}}\text{Np}$. Im Zeitbereich 20 ns bis 135 ns nach dem prompten Peak (Fig.10) wurden keine verzögerten α -Ereignisse mit entsprechender Energie gemessen. Aufgrund der Statistik des radioaktiven Zerfalls ist damit die Anzahl der möglichen zu messenden α -Zerfälle in diesem Energie- und Zeitbereich $N_{i,\alpha} \leq 3$. Für die obere Grenze des Wirkungsquerschnittes für isomeren α -Zerfall erhalten wir damit

$$\sigma_{i,\alpha} = \frac{N_{i,\alpha} \cdot 2 \cdot \epsilon_M}{N_{p.sp.} \cdot \epsilon_{i,\alpha}} \sigma_{p.sp.} \quad \begin{array}{l} \leq 120 \text{ nbarn für } ^{237\text{m}}\text{Np} \\ \leq 300 \text{ nbarn für } ^{238\text{m}}\text{U} \end{array} \quad (2.4)$$

wobei für die $\epsilon_{i,\alpha}$'s jeweils die Nachweiswahrscheinlichkeiten für $^{238\text{m}}\text{U}$ bzw. $^{237\text{m}}\text{Np}$ (Kap.2.1.) im betrachteten Zeitbereich einzusetzen sind.

Hierbei ist (vor allem für den ug-Kern ^{237}Np) in Betracht zu ziehen, daß der α -Zerfall eines Formisomers verschiedene angeregte Zustände im Tochterkern bevölkern kann. Die starke Energieabhängigkeit der Zerfallskonstanten verkleinert jedoch die Zerfallswahrscheinlichkeit drastisch mit abnehmender α -Energie, sodaß Anregungsenergien im Tochterkern von $E_A \geq 200 \text{ keV}$ äußerst unwahrscheinlich sind. Dies führt zu einer oberen Grenze für das Verhältnis der Zerfallsbreiten von α -Zerfall und isomerer Spaltung im zweiten Minimum :

$$^{237\text{m}}\text{Np} : \quad \frac{\Gamma_{i,\alpha}}{\Gamma_{i.sp.}} \leq 5 \quad (2.5a)$$

$$^{238\text{m}}\text{U} : \quad \frac{\Gamma_{i,\alpha}}{\Gamma_{i.sp.}} \leq 0.5 \quad (2.5b)$$

Dieses Resultat zeigt, daß α -Zerfall nicht der gesuchte starke, zur isomeren Spaltung alternative Zerfallskanal für die Formisomere ^{238m}U und ^{237m}Np ist.

3. MESSUNGEN UND ERGEBNISSE ZUM GAMMAZERFALL DER FORMISOMERE $^{238\text{m}}\text{U}$ UND $^{237\text{m}}\text{Np}$

3.1. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

3.1.1. Meßprinzip und mechanischer Aufbau

Die Formisomere werden in $^{238}\text{U}(\text{p}, 2\text{n})^{237\text{m}}\text{Np}$ ($E_p = 12 \text{ MeV}$) und $^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})^{238\text{m}}\text{U}$ ($E_d = 18 \text{ MeV}$) Reaktionen erzeugt und verlassen durch den Rückstoß das Target. Die hohe Ladung ($q \approx 25^+$) nach konvertierten Übergängen wird ausgenutzt, um die Rückstoßkerne mit Hilfe einer elektrostatischen Ablenkung vor zwei Elektronendetektoren und einen Gammadetektor zu transportieren und dort mit großer Nachweiswahrscheinlichkeit zu spektroskopieren (Fig. 11). Die Rückstoßkerne werden direkt über einem ionenimplantiertem Halbleiterzähler in einer dünnen mit Aluminium beschichteten Mylarfolie gestoppt.

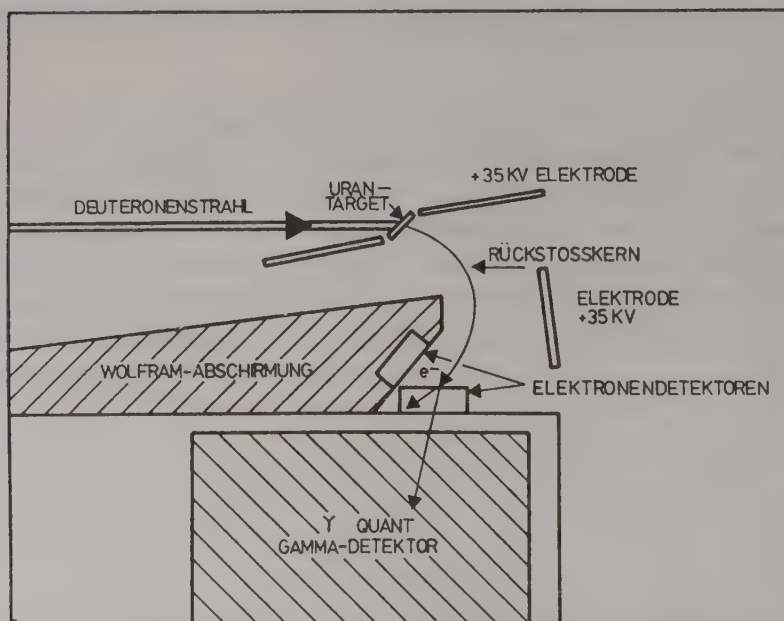
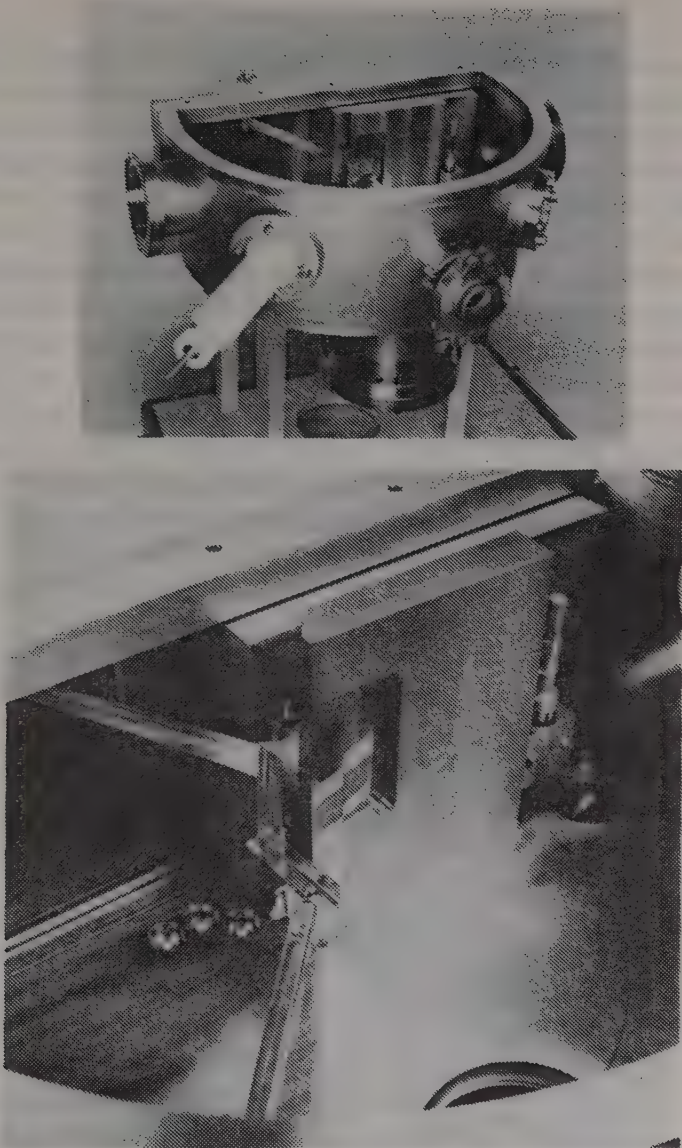


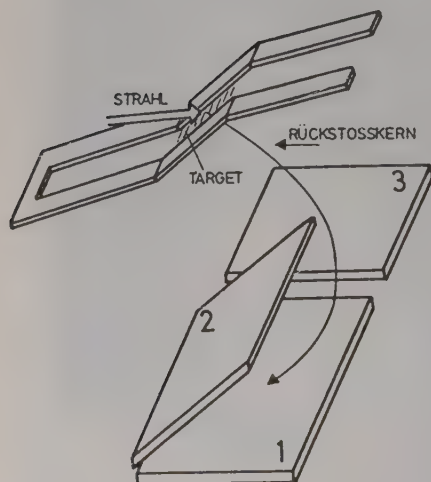
Fig. 11: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Targethalterung und Elektrode liegen auf positiver Hochspannung +35 kV. Die Mylarfolie ist nicht eingezeichnet.



zu Fig.11: Gesamt- und Detailansicht des experimentellen Aufbaus. Der Teilchenstrahl tritt im Bild rechts in die Kammer ein. Targetrahmen und zweite Elektrode sind direkt an der Elektrode der Hochspannungsdurchführung befestigt. Der Germaniumzähler wird von hinten an die Meßposition herangeschoben.

Da die Formisomere durch hohe Anregungsenergie ($E_{II} \approx 2.5 \text{ MeV}$) und kleinen Spin ausgezeichnet sind, erwartet man für den γ -Rückzerfall große Energie ($E_\gamma \geq 1 \text{ MeV}$) und kleine Multipolordnung ($E1, M1, E2$). Diese Übergänge populieren in erster Linie niedrigliegende Zustände im 1. Minimum der doppelhöckerigen Spaltbarriere.

Die Energieniveaus, Übergänge und Konversionskoeffizienten dieser niedrigliegenden Zustände sind für die in Frage kommenden Formisomere sehr gut bekannt. Wenn der γ -Rückzerfall vom zweiten zum ersten Minimum wie erwartet nicht direkt zum Grundzustand geht, werden mit hoher Wahrscheinlichkeit bei den nachfolgenden Übergängen Konversionselektronen frei, die wir mit großem Raumwinkel in den Elektronendetektoren nachweisen. In Fig. 12 ist die Anordnung dieser ionenimplantierten Halbleiterzähler dargestellt.



In der Abbildung ist der Weg eines Rückstoßkerns vom Targetmittelpunkt zum Hauptdetektor (1) eingezeichnet. Die elektrische Hochspannung wird auf maximale Nachweiswahrscheinlichkeit dieses Zählers eingestellt. Gegenüber dem $10 \cdot 20 \text{ mm}^2$ großem Detektor (1) ist ein Detektor gleicher Größe (2) in die Abschirmung eingebaut, der die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit erhöht und vor allem Koinzidenzmessungen ermöglicht. In den beiden Detektoren (1) und (2) werden sowohl Konversionselektronen als auch verzögerte Spaltung gemessen.

Fig. 12: Aufbau der Elektronendetektoren mit Targethalterung und Flugweg eines Rückstoßkerns.

Um Spaltung und Mikroentladungen voneinander unterscheiden zu können und eine weitere Meßgröße zur Überprüfung der Monte-Carlo-Simulation (Kap.3.3.) zur Verfügung zu haben, ist ein weiterer $10 \cdot 10 \text{ mm}^2$ großer Detektor (3) ca. 18 mm außerhalb der Symmetrieebene des Aufbaus montiert. Mikroentladungen erzeugen zum Teil ähnliche Impulshöhen wie Spaltprodukte, erscheinen aber typischerweise in allen Halbleiterzählern gleichzeitig. Da es aus geometrischen Gründen keine "echte" (Spalt-)Koinzidenz zwischen den Detektoren (1) und (3) geben kann, liefert diese Koinzidenz ein Vetosignal, mit dem die Entladungen diskriminiert werden. Während die Entladungen in den Testmessungen ein ernstes Problem darstellten, wurden in den hier vorgestellten Messungen mit dem stetig verbesserten Aufbau in ca. 140 Stunden Meßzeit keine Koinzidenzen zwischen Detektor (1) und (3) registriert. Die Messung der verzögerten Spaltung mit Detektor (3) stellt einen wertvollen Test für das Simulationsprogramm dar (Kap.3.3.), da die berechnete Zählrate an der geometrisch exponierten Position des Detektors sehr sensitiv auf die vorgegebene Impulsverteilung ist.

Die spezielle Geometrie stellt an die Elektronendetektoren besondere Anforderungen bezüglich des mechanischen Aufbaus. Die vom Diodenlabor der Technischen Universität München unmontiert gelieferten Halbleiterchips wurden mit Leitsilber auf eine 1 mm dicke Platine geklebt und mit Wolframdraht kontaktiert. Ein maßgeschneidertes Detektorgehäuse und spezielle Anschlußstecker ermöglichten den sehr kompakten Aufbau.

Energieauflösung und Rauschverhalten wurden vor und nach einer Strahlzeit gemessen. Die Werte verschlechterten sich nur unwesentlich während des Strahlbetriebs. Die Energieauflösung betrug 14 keV für 5.486 MeV α -Teilchen und 7 keV für 40 keV Elektronen.

In den $p, d + {}^{238}\text{U}$ Reaktionen werden auch β -Emitter produziert und abgelenkt (vor allem ${}^{236}\text{Np}$, $T_{1/2} = 2.2 \text{ d}$ und ${}^{237}\text{U}$, $T_{1/2} = 28.1 \text{ m}$). Die Elektronen aus dem β -Zerfall tragen stark zum Untergrund an echten und zufälligen Koinzidenzen bei. Um diesen Beitrag klein zu halten, werden die abgelenkten Rückstoßkerne 2 mm über der Oberfläche von Detektor (1) auf einer Folie gestoppt, die ähnlich wie beim Filmtransport über den Detektor gezogen wird. Die $1.5 \text{ }\mu\text{m}$ dicke, mit Alu-

minium beschichtete Mylarfolie ist als ca. 10 m langes Band auf eine Filmrolle aufgespult.

Elektronen mit Energien $E_0 > 20$ keV und Spaltprodukte passieren die Folie nahezu ungehindert. Je nach Geschwindigkeit des Bandes werden die langlebigen β -Emitter bis zu einem Faktor 1000 abgereichert, während die quasi-prompten gesuchten Konversionsübergänge nicht beeinträchtigt werden.

Detektor (2) und (3) werden ebenfalls mit Eintrittsfenstern aus beschichteter Mylarfolie vor Hochfrequenzeinstreuung und niederenergetischen Ionen geschützt.

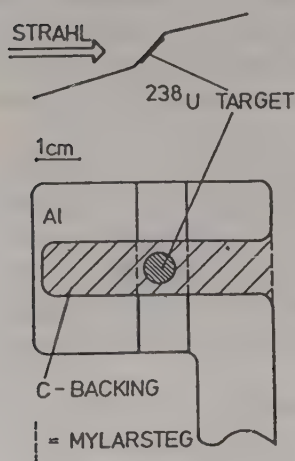


Fig. 13: Targethalterung

Bei den hohen verwendeten Strahlströmen von ca. 300 nA (d) bis 600 nA (p) verursachen bereits 10^{-4} dieser Intensität, wenn sie in der Nähe des γ -Detektors gestreut werden, mehrere Kilohertz γ -Untergrund. Das Strahlprofil weist am Targetplatz ein Halo von bis zu 8 mm Durchmesser auf. Das Targetbacking wird deshalb auf einen zweifach gewinkelten, an einer Seite offenen Aluminiumrahmen aufgezogen, so daß die Funktion des Targets als großflächige Elektrode erfüllt wird und die Projektile nicht am Rahmen gestreut werden (Fig. 13).

Um dem $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dicken Kohlenstoffbacking die nötige Führung zu geben, wird es an den Kanten (gestrichelt gezeichnet) von 0.5 mm breiten Stegen aus Mylarfolie gestützt.

Die zweite feldbestimmende Elektrode besteht aus den gleichen Überlegungen im wesentlichen aus mit Aluminium beschichteter Mylarfolie, die auf einem schmalen Aluminiumrahmen aufgeklebt ist.

Die Dicke des hochangereicherten ^{238}U -Targets von $14\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ UO_2 ergibt sich aus folgenden Überlegungen: Das Verhältnis von 'echten' Ereignissen zum Gamma-Untergrund ist um so besser, je größer der Anteil der produzierten Formisomere ist, die das Target verlassen können und vor die Detektoren transportiert werden. Die angestrebte Zählrate, gegeben durch den Wirkungsquerschnitt des gesuchten Übergangs und der Effizienz der experimentellen Anordnung, liefert eine untere Grenze für das Produkt aus Strahlstrom und Targetdicke. Die Sättigungsdicke (Kap.3.2.2.) für Rückstoßkerne aus einer (d,pn)- und (d,3n)-Reaktion liegt bei ca. $25\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ [LIU 75]. Die gewählte Targetdicke von $14\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ bildet einen Kompromiß aus diesen Überlegungen mit der Nebenbedingung, daß die Zählrate im γ -Zähler bei dem maximal verfügbaren Deuteronenstrom von 400 nA 30 kHz nicht übersteigt.

In der protoneninduzierten Reaktion ist die γ -Zählrate aufgrund des um den Faktor 4 kleineren Spaltwirkungsquerschnittes deutlich kleiner. Da die Statistikprobleme hier alle anderen Überlegungen überwiegen, wurde die Sättigungsdicke von ca. $15\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ [LIU 75] gewählt.

Als γ -Zähler wurde ein 180 cm^3 -Ge(Li)-Detektor verwendet.

Ein 25 mm^2 großer Oberflächensperrschichtzähler unter 90° registrierte als Monitorzähler die prompte Spaltung und Rutherford-gestreute Projektilteilchen.

3.1.2. Trajektorienrechnungen

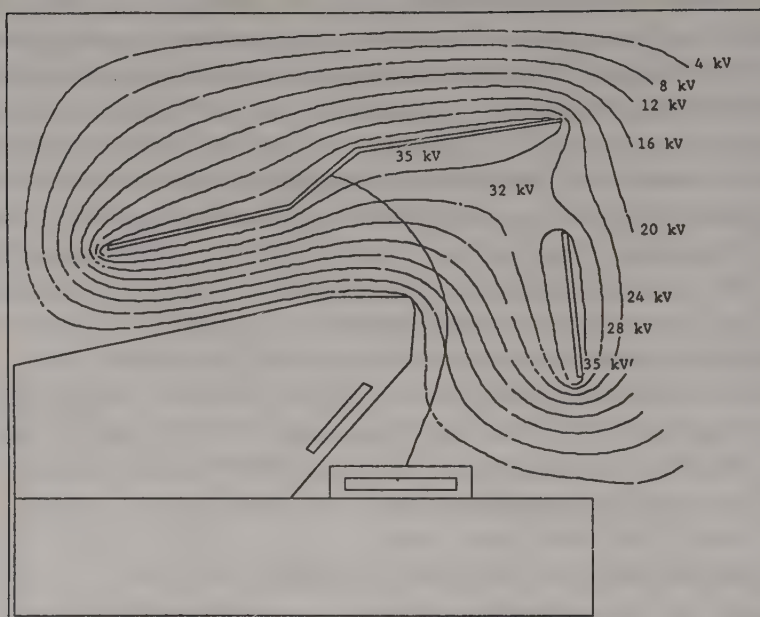


Fig.14: Darstellung des Potentialverlaufs anhand der Äquipotentiallinien und berechneter Flugweg eines Rückstoßkerns mit Anfangsgeschwindigkeit $v_R = 0.25 \text{ mm/ns}$ und Ladung $q = 25^+$.

Zur Bestimmung von Trajektorien wurde mit dem Programm LAPLACE [FRA 83] der Potentialverlauf in der elektrostatischen Anordnung berechnet (Fig.14). Da die Dimensionen der Elektroden senkrecht zur Papierebene groß sind gegen die Abstände Elektroden-Masse kann die z-Komponente des elektrischen Feldes in erster Näherung vernachlässigt werden.

In Fig. 15 a)-d) ist der aus dem Potentialverlauf berechnete Flugweg von Rückstoßkernen in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern dargestellt. Die Anordnung ist darauf ausgelegt, einen möglichst großen Energie-, Ladungs- und Winkelbereich zu akzeptieren, da für die Rückstoßkerne sehr breite Impuls- und Ladungsverteilungen erwartet werden (Kap.3.2.).

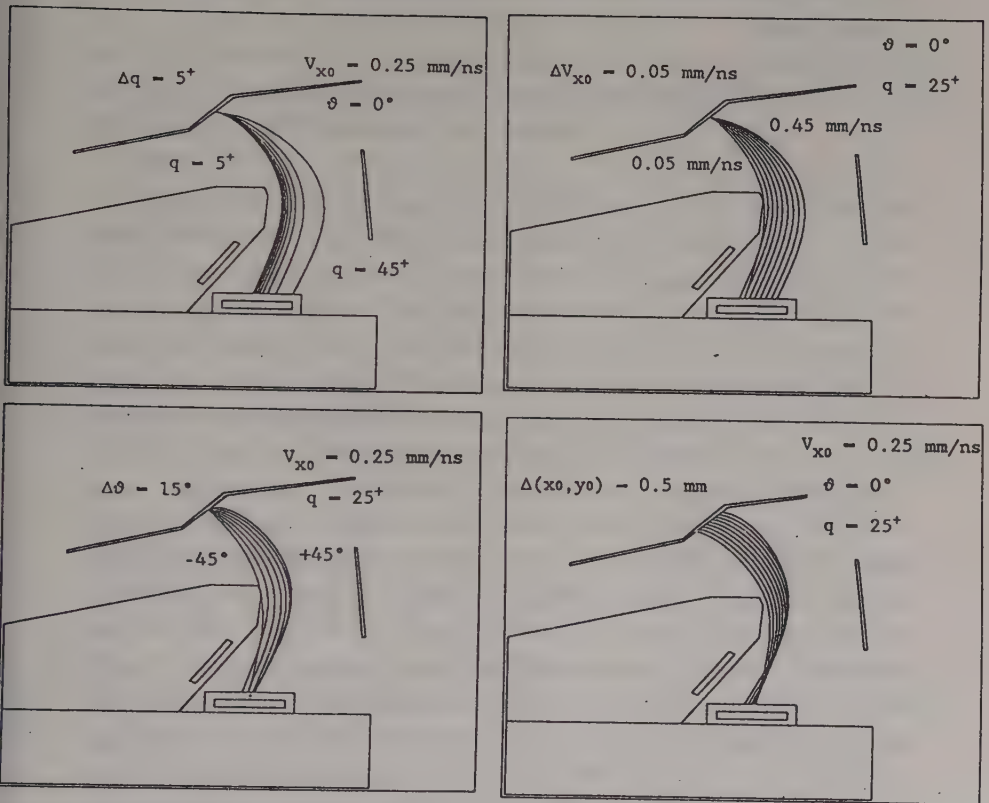


Fig.15: Berechneter Flugweg von Rückstoßkernenn in Abhängigkeit von
 (a) der Ionenladung q , (b) der Geschwindigkeit v , (c) dem Austrittswinkel ϑ und (d) dem Austrittsort x_0, y_0 im Target. Rechts im Bild sind jeweils die festgehaltenen Parameter, links im Bild der veränderte Parameter und dessen Variationsbreite dargestellt.

Mit Hilfe eines Monte-Carlo-Simulationsprogramms (Kap.3.3.) wurde die Effizienz der elektrostatischen Ablenkung abgeschätzt. In der (d,pn)-Reaktion werden ca. 65 %, in den (d,xn)- und (p,xn)-Reaktionen ca. 80 % der das Target verlassenden Rückstoßkerne vor den Detektor 1 transportiert.

3.1.3. ELEKTRONIK

Fig. 16 zeigt das Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus

Da die Detektoren 1 und 2 sowohl niederenergetische Elektronen als auch Spaltfragmente registrieren, werden jeweils zwei Hauptverstärker mit entsprechenden Verstärkungen verwendet.

Die zu messenden Elektronenenergien (> 20 keV) liegen knapp über dem Detektorrauschen. Die Bereitstellung des Zeitsignals für so niederenergetische Elektronen ist äußerst schwierig, da die schnellen Signale im Eigenrauschen der nachgeschalteten Elektronik untergehen. Der Hauptgrund dafür liegt darin, daß das Vorverstärkersignal normalerweise für eine gute Zeitinformation nur wenig integriert wird und deshalb vom elektronischen Rauschen kaum mehr getrennt werden kann.

Das Zeitsignal der Konversionselektronen wird deshalb aus dem langsamen Ausgang der Vorverstärker gewonnen, da die Impulse dieses Ausgangs ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis liefern. Da die CFT-Schwellen bei den kleinen Energien sehr niedrig gestellt werden müssen und daher sehr oft schon vom elektronischen Rauschen getriggert werden, wird die Koinzidenz mit einem Einkanaldiskriminator gefordert, der auf Energien knapp über dem Detektorrauschen eingestellt ist. Dadurch wird die Startzählrate im Zeit-Amplituden-Konverter und damit die Rate der zufälligen Ereignisse in den Zeitspektren drastisch reduziert. Um die zeitliche Koinzidenz zwischen dem Signal des Einkanaldiskriminators und dem CFT-Signal herstellen zu können, werden die CFT-Signale mit einem Delay-and-Gate-Generator ca. $5 \mu\text{s}$ verzögert. Der Überlapp der koinzidenten Signale ist so gewählt, daß der Zeitpunkt des Koinzidenzausgangspulses stets vom CFT-Signal bestimmt wird.

Alle Zeiten bis auf die Zeit zwischen Konversionselektronen und Gammaquanten werden relativ zur Strahlpulsung gemessen.

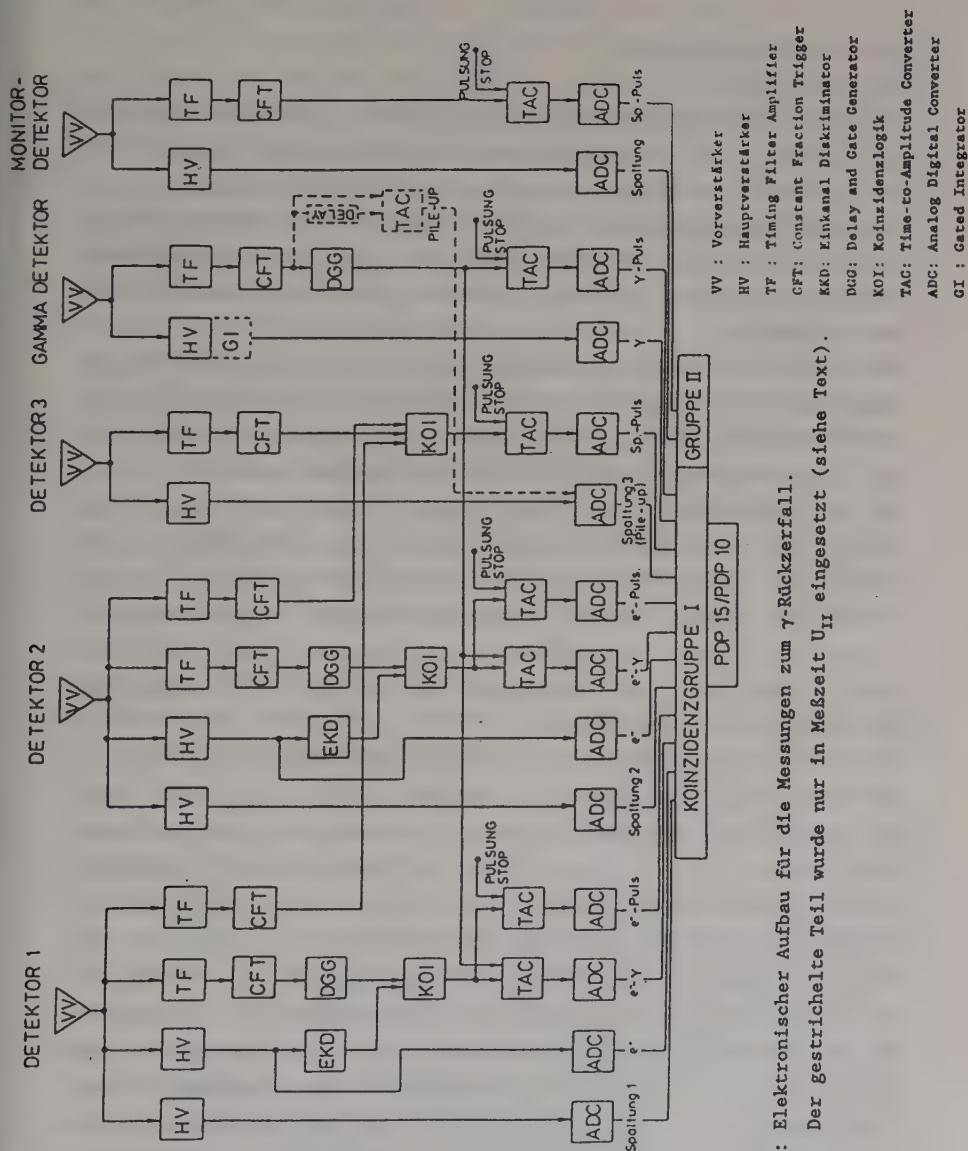
Die hohen Ereignisraten erfordern eine Eingrenzung der Daten. Auf Band geschrieben werden alle Ereignisse, bei denen eine Spaltung in Detektor 1, 2 oder 3 gemessen wird und alle Koinzidenzen, bei denen

in Detektor 1 oder 2 die Elektronenenergie, die Zeit $e^- - \gamma$ und die Gammaenergie innerhalb der Koinzidenzzeit von $4 \mu\text{s}$ registriert werden. Die Monitorereignisse werden als eigene Koinzidenzgruppe immer auf Band geschrieben.

Die Totzeit der ADCs für γ -Zeit und γ -Energie betrug ca. 25 %. Alle anderen ADCs in Koinzidenzgruppe 1 hatten eine Totzeit von 15 %, da die hohen Zählraten des γ -Zählers auf Koinzidenz mit einem Mitglied der Gruppe überprüft werden mußte. Die Totzeit des Monitorzählers (Koinzidenzgruppe 2) war kleiner 2 %.

In den Meßzeiten U_I und N_{PI} (siehe Kap.3.4. S.44) wurde ein neuartiger Verstärker (Gated Integrator) eingesetzt, der den Ausgangsimpuls des Hauptverstärkers nochmals integriert und dadurch die Messung bei kleinen shaping-Zeiten erlaubt, ohne nennenswert an Energieauflösung zu verlieren. Dies ist vor allem bei hohen Zählraten ($> 20 \text{ kHz}$) nützlich, da damit die Rate an "pile up"-Ereignissen (sich überlappende Energiesignale) reduziert wird. Die Ergebnisse waren zufriedenstellend.

In der Meßzeit U_{II} wurde zur Unterdrückung von "pile-up"-Ereignissen im γ -Hauptverstärker ein Reject-Kreis aufgebaut, der sich überlappende Impulse durch Messung der Zeitdifferenz registriert (gestrichelt gezeichnet in Fig.16). Diese Zeitinformation wurde (anstatt des Spaltsignals von Detektor 3) in einem ADC der Koinzidenzgruppe 1 mitgeschrieben, so daß die Berücksichtigung der 'pile-up'-Ereignisse durch variables Setzen von Analysefenstern im Replay erfolgen konnte.

Fig.16: Elektronischer Aufbau für die Messungen zum γ -Rückzerfall.Der gestrichelte Teil wurde nur in Meßzeit U_{II} eingesetzt (siehe Text).

3.2. LADUNGS- UND IMPULSVERTEILUNG DER FORMISOMERE

3.2.1. Ladungsverteilung

Die Messung von Konversionselektronen ([SPE 72], [BOR 76], [BAK 79]) hat gezeigt, daß der Grundzustand im zweiten Minimum über hoch konvertierte Rotationsübergänge bevölkert wird. Da die Energien dieser Übergänge zwischen 20 keV und 100 keV liegen und die Bindungsenergie der K-Elektronen bei den Aktiniden relativ groß ist ($E_K \approx 120$ keV) entsteht das erste Loch bei einer Konversion zumeist in einer der L- oder M-Schalen.

Durch die nachfolgenden Augerprozesse werden im Mittel 10 bis 14 Elektronen frei [CAR 66]. Für ^{237}Np -Tochterkerne nach dem α -Zerfall von ^{241}Am wurden nach 1, 2 bzw. 3 inneren Konversionen mittlere atomare Ladungszustände von 14^+ , 21^+ bzw. 25^+ gemessen [WIE 68].

Da die Lebensdauern der beteiligten Kernniveaus groß sind ($t \geq 10^{-11}\text{s}$) verglichen mit der Zeit, in der die Augerkaskaden stattfinden und die inneren Elektronenschalen umgeordnet werden ($t \approx 10^{-12}\text{s}$), führen mehrere aufeinanderfolgende Augerkaskaden zu entsprechend höheren Ladungszuständen. Aufgrund der sinkenden Wahrscheinlichkeit für den Augereffekt mit steigender Ionenladung ist dieser Anstieg nicht ganz linear.

Durch die kurze Laufzeit der Rückstoßkerne im Target ($t_L \leq 4 \cdot 10^{-14}\text{s}$ bei Restkernenergie $E_R = 50$ keV, Targetdicke $T_D = 15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), verglichen mit der Lebensdauer der Rotationszustände, findet keine Ladungsrückstellung im Target statt. Für ^{238}mU wurde mit einer modifizierten Charge-plunger-Technik in einer $^{238}\text{U}(\text{d,pn})$ -Reaktion bei 20 MeV Einschußenergie ein mittlerer Ladungszustand von $\bar{q} \approx 18^+$ [ULF 79] (später korrigiert zu $\bar{q} \approx 20^+$ [MET 80]) mit einer Breite von 20 Ladungen FWHM ermittelt. Diese Werte beruhen auf der Annahme, daß die Formisomere das Target mit annähernd dem vollen Impuls aus der (d,pn)-Reaktion verlassen. Unsere Messungen zeigen dagegen, daß die Rückstoßkerne mit einer breiten Energie- und Winkelverteilung aus dem Target austreten (Kap.3.6.1, S.62). Wir erhalten aus unseren Daten einen mittleren Ladungszustand von $\bar{q} \approx 25^+$ mit einer Breite von 20 Ladungen FWHM.

3.2.2. Impulsverteilung

Der Rückstoß durch die Emission leichter Teilchen (n,p), Kleinwinkelstreuung der Restkerne im Target und Kern-Kern-Stöße im Targetmaterial tragen zu einer breiten Impulsverteilung der Rückstoßkerne bei. Der unterschiedliche Reaktionsmechanismus erfordert eine getrennte Behandlung der (p,2n)- und der (d,pn)-Reaktion.

In der protoneninduzierten Reaktion wird das Formisomer über einen Compoundkernzustand nach Abdampfung zweier Neutronen und γ -Abregung der verbliebenen Anregungsenergie gebildet. Der Verdampfungsrestkern übernimmt dabei den gesamten Impuls des Projektils. Die Winkelverteilung der Rückstoßkerne wird hauptsächlich von Kern-Kern-Stößen bestimmt. In einer (d,2n)-Reaktion mit 13 MeV Deuteronenenergie an einem $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Pu-Target wurde eine Winkelaufspreizung von $\pm 40^\circ$ gemessen, wobei der Rückstoß durch die abgedampften Neutronen nur mit ca. $\pm 10^\circ$ beiträgt [LAR 69]. Messungen von Liukkonen et al. [LIU 75] ergaben, daß in einer $^{238}\text{Pu}(\alpha,2n)$ -Reaktion mit $E_\alpha = 25$ MeV an einem $41 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ dickem Target 90 % der $^{240\text{m}}\text{Cm}$ -Rückstoßkerne in einen Kegel mit halbem Öffnungswinkel $\pm 45^\circ$ und 30 % in einen Kegel mit halbem Öffnungswinkel $\pm 30^\circ$ fliegen.

In unserer $^{238}\text{U}(p,2n)$ -Reaktion mit $E_p = 12$ MeV ist die Energie der Rückstoßkerne klein ($E_R \approx 50$ keV) und das Target deutlich dünner ($15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). Der Beitrag der Kleinwinkelstreuung wird damit kleiner, während die Emission von Neutronen zu einer größeren Winkelverschmierung führt. Deshalb nehmen wir eine isotrope Winkelverteilung in einem Kegel von $\pm 45^\circ$ an.

Der Rückstoßkern nimmt in der Compoundreaktion den gesamten Impuls des Projektils auf. Durch die Abdampfung der Neutronen wird die resultierende kinetische Energie des Restkerns $E_R \approx 50$ keV um ca. 10 % verschmiert. Der Energieverlust im Target resultiert in diesem Energiebereich hauptsächlich aus elastischen Stößen der Rückstoßkerne mit den Targetkernen. In der Lindhard, Scharff und Schiøtt "stopping power theory" (LSS Theorie [LIN 63]) ist die Reichweite von niederenergetischen schweren Ionen in Materialien mit hoher Kernladungszahl Z abhängig von den Massen A_1, A_2 und Kernladungszahlen Z_1, Z_2 der

beteiligten Kerne und von der Rückstoßkernenergie E_R

$$R[\mu\text{g}/\text{cm}^2] = C(A_1, A_2, Z_1, Z_2) \cdot E_R^{2/3}[\text{keV}] \quad (3.1)$$

Als Reichweite ist diejenige Dicke des Targets definiert, bei der 50 % der Rückstoßkerne gestoppt werden.

Die aus der Messung der Entkommwahrscheinlichkeit von Curium-Ionen in PuO_2 - und AmO_2 -Targets extrahierten Reichweiten der Rückstoßkerne [LIU 75] stimmen insbesondere im Energiebereich $E_R \leq 400$ keV gut mit den theoretischen Werten überein. Dabei ist in den Rechnungen auch der Beitrag des Sauerstoffs berücksichtigt, der in den Aktinidenoxiden zu ca. 20 % enthalten ist. Für $^{240\text{m}}\text{Cm}$ -Ionen mit $E_R = 60$ keV wurde in einer $^{241}\text{Am}(p, 2n)$ -Reaktion eine Reichweite von $R = (12 \pm 2) \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (nur ^{241}Am -Anteil) ermittelt [LIU 75].

Aus der ermittelten Energieabhängigkeit der Reichweite erhält man nach umformen und differenzieren von (3.1) eine Beziehung für den Energieverlust

$$\frac{dE}{dx} = \text{const.} \cdot E^{1/3} \quad (3.2)$$

Die Energie E_R' des Ions nach Durchqueren der Targetdicke D ergibt sich damit zu

$$E_R'[\text{keV}] = (E_R^{2/3}[\text{keV}] - C \cdot D[\mu\text{g}/\text{cm}^2])^{3/2} \quad (3.3)$$

wobei E_R die ursprüngliche kinetische Energie des Ions und C eine Konstante ist, die aus einem Fit an die gemessenen Reichweiten zu $C = 1.8 \text{ keV}^{2/3} \text{ cm}^2 \mu\text{g}^{-1}$ ermittelt wurde. Mit der Beziehung (3.3) wurde in den Monte-Carlo-Rechnungen die Energie der Rückstoßkerne beim Austritt aus dem Target berechnet.

In den direkten Reaktionen wie (α, α') , (d, p) oder (d, t) ist die Pro-

duktionsrate für Spaltisomere deutlich kleiner als in den Compoundkernreaktionen (p, xn), (d, xn) oder (α, xn) [BJØ 68]. Der Wirkungsquerschnitt für isomere Spaltung von ^{238m}U in der $^{235}\text{U}(d, pn)$ -Reaktion bei 21 MeV ist um den Faktor 10 größer als in der $^{235}\text{U}(d, p)$ -Reaktion bei 13 MeV Einschußenergie. Dies und die gemessenen Anregungsfunktionen [WOL 70, REP 69] legt die Vermutung nahe, daß in der (d, pn)-Reaktion nach dem (d, p)-Stripping-Prozess und Abdampfen eines Neutrons bevorzugt die Energieniveaus erreicht werden, die auch in Compoundkernreaktionen zu (relativ) großen Populierungsquerschnitten führen.

Die Energien der Rückstoßkerne werden aus der Kinematik der (d, p)-Reaktion berechnet mit der Annahme, daß der Zwischenkern ^{239}U mindestens ca. 8-9 MeV Anregungsenergie (Neutronenbindungsenergie + Anregungsenergie des Isomers) erhält. Dabei wird für die Protonen eine konstante Winkelverteilung $d\sigma/d\Omega$ mit $\theta = 90^\circ \pm 45^\circ$ im Schwerpunktsystem angenommen [MAC 64]. Dies führt zu einer zusätzlichen Winkelaufspreizung von ca. $\pm 35^\circ$. Die weiteren Beiträge zur Winkel- und Energieverteilung resultieren aus Kern-Kern-Stößen der Restkerne im Target analog zu den Überlegungen bei der ($p, 2n$)-Reaktion.

3.3. MONTE-CARLO-RECHNUNGEN

Die Monte-Carlo-Simulation ist eine numerische Methode zur Lösung mathematischer Probleme mit Hilfe der Modellierung von Zufallsgrößen, die auf vielen Gebieten Anwendung gefunden hat. Zufallszahlen werden dabei so "ausgelost", daß für eine große Zahl von Versuchen die physikalisch gerade sinnvolle Verteilung modelliert wird. Aus der Beobachtung einer Fülle von Einzelschicksalen können kollektive Größen wie z.B. Transmissionskoeffizienten oder Wirkungsquerschnitte ermittelt werden.

Die Monte-Carlo-Methode wurde angewandt, um die Geometrie der experimentellen Anordnung zu optimieren, Nachweiswahrscheinlichkeiten abzuschätzen und Zeitverteilungen zu ermitteln. Die dazu vorgegeben physikalischen Parameter sind:

- Gaußförmige Ladungsverteilung der Formisomere um $q = 25^+$ mit einer Breite von 20 Ladungen FWHM.
- Impulsverteilung der Rückstoßkerne entsprechend dem jeweiligen Reaktionsmechanismus (Compoundkernreaktion, direkte Reaktion, Kap.3.2.)
- Zerfallskonstante des jeweiligen Isomers.

Der Rückstoßkern startet mit der berechneten Energie E_R und Richtung θ, φ in einem Kreis mit Radius 2 mm um den Targetmittelpunkt in der Schicht $D_x = x \cdot T_D$, $0 \leq x \leq 1$, der Targetdicke T_D . Aus θ, φ und D_x wird das vom Restkern im Target zurückgelegte Wegstück berechnet. Mit der empirischen Beziehung (3.3) zwischen Targetdicke und Energieverlust des Ions aus Kap.3.2.2. wird die Energie E_R' des Kerns nach Verlassen des Targets bestimmt. Für $E_R' > 0$ wird der Flugweg des Rückstoßkerns im elektrischen Feld der Anordnung soweit berechnet, bis das Isomer entweder den "Sichtbereich" der Detektoren endgültig verläßt, durch eine der begrenzenden Flächen gestoppt wird oder zerfällt.

Für jeden Rückstoßkern wird am Start eine Zeit ausgelost, die im Mittel der statistischen Lebensdauer des jeweiligen Isomers entspricht. Nach Ablauf dieser Zeit (im Flug) oder nach Erreichen einer begrenzenden Fläche wird der (isotrope) Zerfall durch Auslosung einer zufälligen Richtung im Raum simuliert. Die drei Halbleiterdetektoren

sind durch Flächen mit den entsprechenden Abmessungen parametrisiert. Schnittpunkte der "Zerfallsgeraden" mit einer dieser Flächen signalisieren den Nachweis des Zerfalls.

Auf diese Weise können Nachweiswahrscheinlichkeiten und Koinzidenzraten ebenso wie die Zeitverteilung der Zerfallsprodukte abgeschätzt werden.

Fig.17 zeigt die berechneten Flugzeiten der Rückstoßkerne aus der (d,pn)-Reaktion vom Target bis vor den Detektor (1). Die mittlere Flugzeit beträgt ca. 80 ns. Nach 120 ns haben bereits 95 % der Kerne den Detektor erreicht. Aus der Faltung dieser Flugzeitverteilung mit der Exponentialfunktion des radioaktiven Zerfall erhält man die Zeitverteilung der nachgewiesenen Zerfallsprodukte. In Fig.27a) (S.65) wird die berechnete Zeitverteilung mit der für die verzögerte Spaltung von ^{238}U gemessenen verglichen.

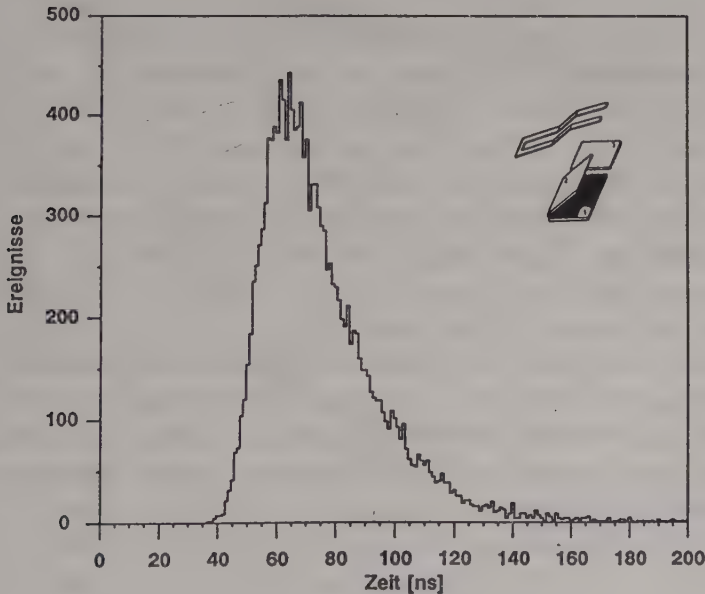


Fig.17: Berechnete Flugzeiten der in Detektor 1 nachgewiesenen Rückstoßkerne vom Target (+35 kV) bis zu Detektor (1).

3.4. ÜBERBLICK

Es werden die Ergebnisse der Messungen aus drei verschiedenen Strahlzeiten vorgestellt. In Tabelle 4 sind die wichtigsten Daten aufgeführt.

	Reaktion	Energie	γ -Energiebereich	Pulsabstand	eff. Meßzeit
U_I	$d+^{238}\text{U}$	18 MeV	0.9 MeV - 4.0 MeV	800 ns	90 Std.
Np_I	$p+^{237}\text{Np}$	12 MeV	0.4 MeV - 4.0 MeV	400 ns	50 Std.
U_{II}	$d+^{238}\text{U}$	18 MeV	0.4 MeV - 3.6 MeV	1.6 μs	50 Std.

Tabelle 4: Daten der Meßzeiten

In den kurz aufeinanderfolgenden Meßzeiten U_I und Np_I zeigte der γ -Zähler eine deutliche Abhängigkeit der Energieauflösung von der Zählrate. Ein anderer Detektor mit ähnlich guter Nachweiswahrscheinlichkeit stand nicht zur Verfügung. Bei der hohen Selektivität der Meßmethode überwiegt der Vorteil einer hohen Ansprechwahrscheinlichkeit bei weitem den Nachteil der schlechten Energieauflösung von 8.1 keV (U_I , 25 kHz) bzw. 6.5 keV (Np_I , 15 kHz) bei 1.332 MeV (^{60}Co). Nach der Generalüberholung erreichte der Zähler in der letzten Meßzeit U_{II} 2.7 keV Auflösung bei 20 kHz Zählrate.

Alle gezeigten γ -Spektren sind gemessen in schneller Koinzidenz mit Elektronen, d.h. es wird jeweils ein Analysefenster auf die Elektronenenergie in einem der Halbleiterzähler, auf die Zeit zwischen γ -Signal und e^- -Signal und die Zeit zwischen γ -Signal und Strahlpulsung gesetzt. Die Analysebedingungen sind in der Bildunterschrift und z.Teil im Text angegeben.

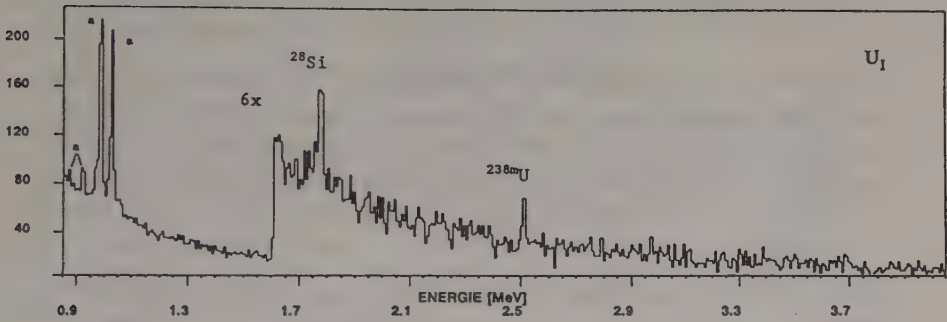
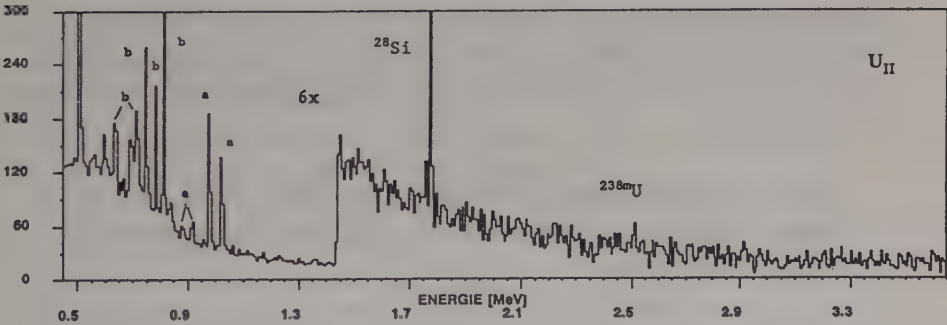
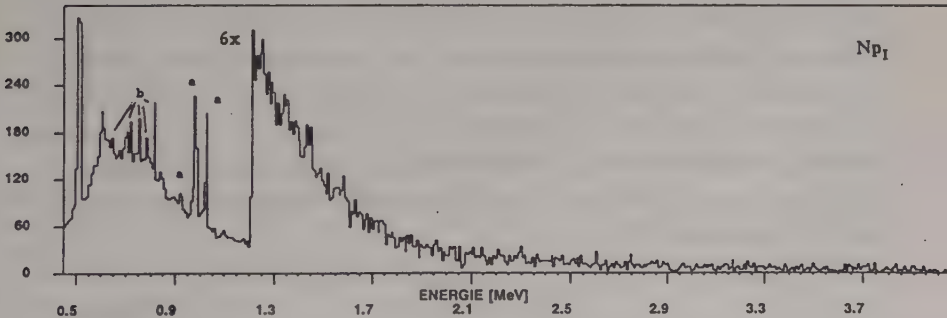
E
R
E
I
G
N
I
S
S
EE
R
E
I
G
N
I
S
S
EE
R
E
I
G
N
I
S
S
E

Fig.18: Gammaspektren aus den drei Meßzeiten. Die höherenergetischen Bereiche wurden mit den angezeigten Faktoren multipliziert. Die weitere Kennzeichnung ist im Text erklärt.

Die Spektren in Fig.18 zeigen verzögerte γ -Quanten in prompter Koinzidenz mit niederenergetischen Elektronen aus jedem der drei Runs.

Durch Neutroneneinfang oder (d,p)-Reaktionen im Aluminium der Target- und Elektrodenhalterung wird ^{28}Al erzeugt, dessen β^- -Zerfall mit 2.24 Minuten Halbwertszeit zum 1.779 MeV-Niveau in ^{28}Si führt. Der nachfolgende γ -Übergang zum Grundzustand ist in den Spektren U_I und U_{II} zu sehen.

Die mit 'a' gekennzeichneten Linien entstammen dem β -Zerfall von ^{238}Np . In Kap.3.5.2. wird mit diesen Übergänge On-line die Nachweiswahrscheinlichkeit der Elektronendetektoren für einen hochkonvertierten 45 keV-Übergang ermittelt. Diese Nachweiswahrscheinlichkeit wurde auch vor und nach den Strahlzeiten mit einem Alphapräparat gemessen (Kap.3.5.1.).

Die mit 'b' gekennzeichneten γ -Übergänge entvölkern ein bisher nicht bekanntes Isomer im ersten Minimum von ^{237}Np . Sie werden in Kap.3.8. und 3.9.3. diskutiert.

Bei 2.513 MeV ist in den ersten beiden Spektren deutlich der gesuchte γ -Übergang vom formisomeren Zustand in ^{238}U zum angeregten 2^+ -Niveau im ersten Minimum zu erkennen. Dies und die Messung der isomeren Spaltung wird in Kap.3.6. behandelt.

Das dritte Spektrum zeigt die verzögerten γ -Ereignisse aus der protoneninduzierten Reaktion. Die Ergebnisse dieser Messung werden in Kap.3.7. diskutiert.

3.5. EICHUNGEN

3.5.1. Off-line-Bestimmung der Effizienz des Aufbaus für den Nachweis eines konvertierten Übergangs mit ^{242}Pu

Da die Bereitstellung eines Zeitsignals für niederenergetische Elektronen sehr schwierig ist (vgl. Kap.3.1.3.), werden nicht alle Elektronen, die die Detektoren erreichen, auch nachgewiesen. Der Anteil der Konversionselektronen, für die ein Zeitsignal erzeugt wird (Ansprechvermögen), wird im folgenden als die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{\text{e-}}$ der Detektoren bezeichnet.

Vor und nach jeder Meßzeit wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit der Elektronendetektoren mit einer Quelle gemessen. Dazu wird eine ^{242}Pu -Quelle auf Kohlenstoffbacking so zwischen Detektor 1 und 2 montiert, daß mit großem Raumwinkel Koinzidenzen zwischen Alphateilchen und Konversionselektronen gemessen werden können.

Der α -Zerfall des ^{242}Pu ($T_{1/2} = 3.763 \cdot 10^5$ a) führt zu 23 % zum angeregten 2^+ Zustand des Tochterkerns ^{238}U . Die Messung der Konversionselektronen aus dem hochkonvertierten ($\alpha = 610$, [NDS 83]) $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang mit $E_\gamma = 44.9$ keV in Koinzidenz mit Alphateilchen ist sehr gut geeignet, Effizienz und Zeitauflösung des elektronischen Aufbaus zu optimieren.

Bei einer inneren Konversion wird die Energie des Übergangs direkt auf ein Hüllenelektron übertragen, das dann emittiert wird. Die Energie $E_{\text{e-}}$ des Konversionselektrons ist gleich der Energie des Übergangs E_γ minus der Bindungsenergie des Elektrons E_B :

$$E_{\text{e-}} = E_\gamma - E_B \quad (3.4)$$

In Tabelle 5 sind die Bindungsenergien der inneren Elektronen von ^{238}U aufgelistet.

Schale	K	L1	L2	L3	M1	M2	M3-M5	N
E_B [keV]	115.6	21.8	20.9	17.2	5.5	5.2	< 4.3	< 1.3

Tabelle 5: Bindungsenergien der inneren Elektronen von ^{238}U

Die Anteile der verschiedenen Konversionen des 44.9 keV-Überganges sind

$$\frac{L12}{L3} = 1.2 \pm 0.15 \quad \text{und} \quad \frac{MN}{L} = 0.284 \pm 0.04 \quad [\text{RES 61}]$$

Die Spektren von Konversionselektronen in Koinzidenz mit dem α -Zerfall des ^{242}Pu zum angeregten 2^+ -Niveau des Tochterkerns ^{238}U sind in Fig.19 dargestellt. Die verschiedenen Spektren entsprechen unterschiedlichen Koinzidenzzeiten zwischen Elektronen und Alphateilchen.

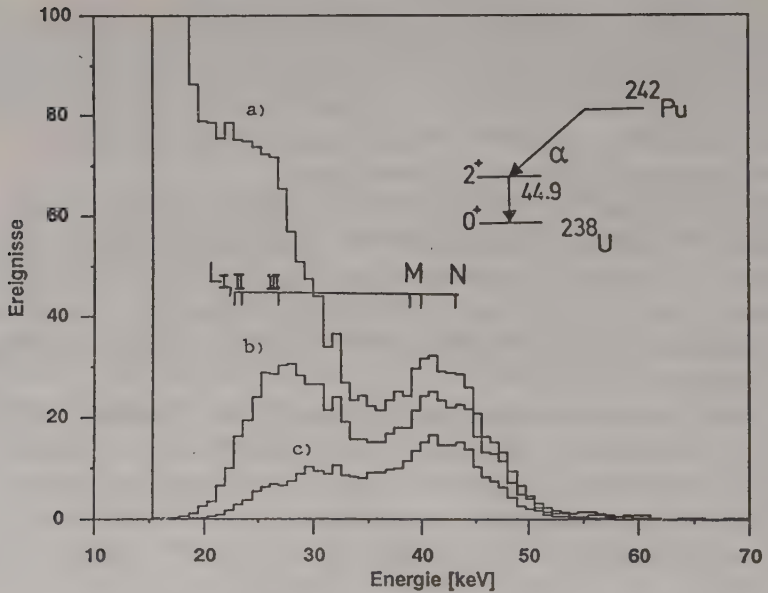


Fig.19: Spektren von Konversionselektronen gemessen in Koinzidenz mit Alphateilchen aus dem Zerfall des ^{242}Pu zum angeregten 2^+ -Niveau des Tochterkerns ^{238}U für unterschiedliche Koinzidenzzeiten: a) 4 μs b) 250 ns c) 50 ns .
Eingezeichnet ist die Energie der L-, M- und N-Konversionselektronen aus dem 44.9 keV-Übergang.

Für das Spektrum a) wurde die Koinzidenz der Energiesignale innerhalb von $4 \mu\text{s}$ verlangt (langsame Koinzidenz). Die M- und N-Elektronen werden vollständig nachgewiesen, während ein kleiner Teil der niederenergetischen L-Elektronen in der Mylarfolie verloren geht oder vom elektronischen Rauschen überdeckt wird.

Um ein Zeitsignal zur Verfügung zu haben, müssen die schnellen Signale vom Eigenrauschen der nachgeschalteten Elektronik getrennt werden (Kap.3.1.3.). Das Zeitspektrum zwischen Elektronen und Alphateilchen wurde mit der in Kap. 3.2.1. beschriebenen elektronischen Schaltung gewonnen, wobei lediglich der γ -Zähler durch die α -Detektoren ersetzt wurde. Das Spektrum (Fig.20) zeigt einen deutlichen Peak von 23 ns Halbwertsbreite mit einem exponentiellem Schwanz an der linken Flanke und einem kleinen Nebenpeak rechts vom Hauptpeak.

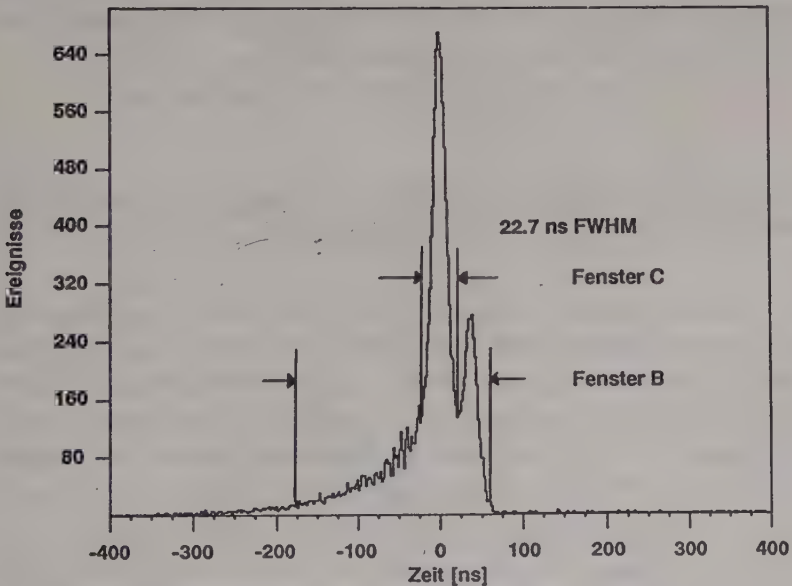


Fig.20: Zeitspektrum zwischen Konversionselektronen und Alphateilchen aus dem α -Zerfall des ^{242}Pu . Die Fenster 'B' und 'C' kennzeichnen die Zeitbereiche, die für die Spektren b) und c) in Fig.19 verlangt wurden.

Rechts von Fenster 'B' treten so gut wie keine 'echten' Ereignisse mehr auf. Auch in der Messung mit Strahl ist es sehr unwahrscheinlich, daß echte Koinzidenzen zwischen Elektronen und Gammaquanten auftreten, bei denen die Elektronen mehrere hundert Nanosekunden gegenüber den γ -Übergängen verzögert sind. Diese Tatsache wird genutzt, um mit einem Zeitfenster in diesem Bereich die zufälligen Koinzidenzen zu ermitteln.

Für die Spektren b) bzw. c) in Fig.19 wurde eine zeitliche Koinzidenz zwischen Elektronen und Alphateilchen innerhalb des Fensters 'B' bzw. 'C' im Zeitspektrum verlangt. Da die Bereitstellung des Zeitsignals sehr schwierig ist, wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für den konvertierten Übergang um so kleiner, je restriktiver die geforderte Koinzidenz im Zeitkreis ist.

Aus der Quellstärke N_Q des Pu-Präparats, den α -Zählraten $N_{\alpha 1}$, $N_{\alpha 2}$ in Detektor 1 bzw. 2 und der Koinzidenzzählrate N_{K1} bzw. N_{K2} wird die Nachweiswahrscheinlichkeit für den konvertierten E2-Übergang mit $E_\gamma = 44.9$ keV in Detektor 1 bzw. 2 ermittelt:

Die Anzahl der nachgewiesenen α -Zerfälle pro Zeiteinheit ist

$$N_\alpha = N_Q \cdot \Omega \quad (3.5)$$

mit Ω als dem Raumwinkel des Detektors. Die Anzahl der nachgewiesenen Konversionselektronen N_{e-} ist dann gegeben durch

$$N_{e-} = N_Q \cdot \Omega \cdot \epsilon_{e-} \cdot 0.23 \quad (3.6)$$

mit ϵ_{e-} als der Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für den konvertierten Übergang. Mit dem Faktor 0.23 wird berücksichtigt, daß nur 23 % der α -Zerfälle zum angeregten 2^+ -Niveau in ^{238}U führen. Die Anzahl der in Detektor 1 gemessenen Koinzidenzen N_{K1} zwischen Konversionselektronen und Alphateilchen ergibt sich dann zu

$$N_{K1} = N_Q \cdot \epsilon_{e-1} \cdot \Omega_1 \cdot \Omega_2 \cdot 0.23 \quad (3.7)$$

wobei Index 1 bzw. 2 Detektor (1) bzw. (2) kennzeichnet. Zusammen mit (3.5) erhält man damit

$$\epsilon_{e-1} = \frac{N_0 \cdot N_{K1}}{N_{\alpha 1} \cdot N_{\alpha 2} \cdot 0.23} \quad (3.8)$$

für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors (1) für einen konvertierten E2-Übergang mit $E_\gamma = 44.9$ keV. Analog ergibt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Detektor (2) nach Vertauschen der Indizes 1 und 2.

In Tabelle 6 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Elektronendetektoren für die verschiedenen Koinzidenzbedingungen aufgelistet.

	4 μ s-Koinzidenz	Fenster 'B'	Fenster 'C'
Detektor 1	0.90 ± 0.05	0.45 ± 0.04	0.20 ± 0.03
Detektor 2	0.72 ± 0.08	0.32 ± 0.04	0.14 ± 0.03

Tab.6: Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{e-} der Detektoren 1 und 2 für einen konvertierten E2-Übergang mit $E_\gamma = 44.9$ keV bei den verschiedenen Koinzidenzbedingungen.

3.5.2. On-line-Bestimmung der Effizienz des Aufbaus für den Nachweis eines konvertierten Übergangs mit ^{238}Np

Die Verhältnisse bei der Off-line-Messung mit ^{242}Pu und während des Strahlbetriebs sind nicht identisch. Die Einstreuung von Hochfrequenzstörungen über die Targetelektrode, der hohe Untergrund an Neutronen und γ -Quanten und im elektrischen Feld beschleunigte Ionen könnten zu einer Verschlechterung der Eigenschaften der Halbleiterdetektoren führen. Um dies ausschließen zu können, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren in einem Teil der Meßzeiten während des Strahlbetriebs mit Hilfe des an sich unerwünschten β -Zerfalls des ^{238}Np ermittelt.

In der (p,n)- und (d,2n)-Reaktion am ^{238}U wird ^{238}Np produziert und

vor die Halbleiterzähler transportiert. Der β -Zerfall des ^{238}Np führt mit einer Halbwertszeit von 2.117 Tagen zu angeregten Zuständen im Tochterkern ^{238}Pu . Die Messung des nachfolgenden γ -Übergangs in Koinzidenz mit dem Elektron aus dem β -Zerfall und dem Konversionselektron aus dem hochkonvertiertem $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang im ^{238}Pu ermöglicht die On-line-Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Elektronendetektoren für einen konvertierten E2-Übergang mit $E_\gamma = 44.1 \text{ keV}$.

In Fig.21 ist ein Teil des Zerfallsschemas dargestellt.

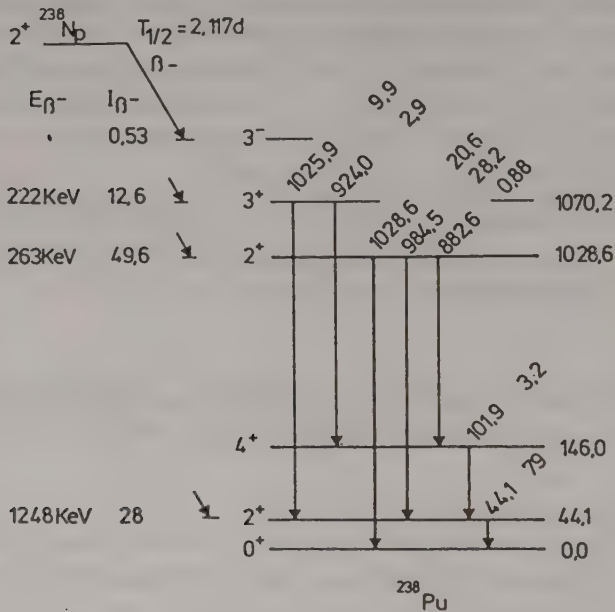


Fig.21 : Ausschnitt aus dem β -Zerfallsschema von ^{238}Pu . Mit angegeben ist die Anzahl der Übergänge pro 100 β -Zerfälle an [NDS 83].

Um die On-line-Eichung durchführen zu können, wurde die Mylarfolie über Detektor 1 (Kap.3.1.) in der Meßzeit Np_I gar nicht, in der Meßzeit U_{II} nur alle 12 Stunden weitergezogen. Fig.22 zeigt das Spektrum der γ -Quanten aus dem ^{238}Np - β -Zerfall in Koinzidenz mit Elektronen.

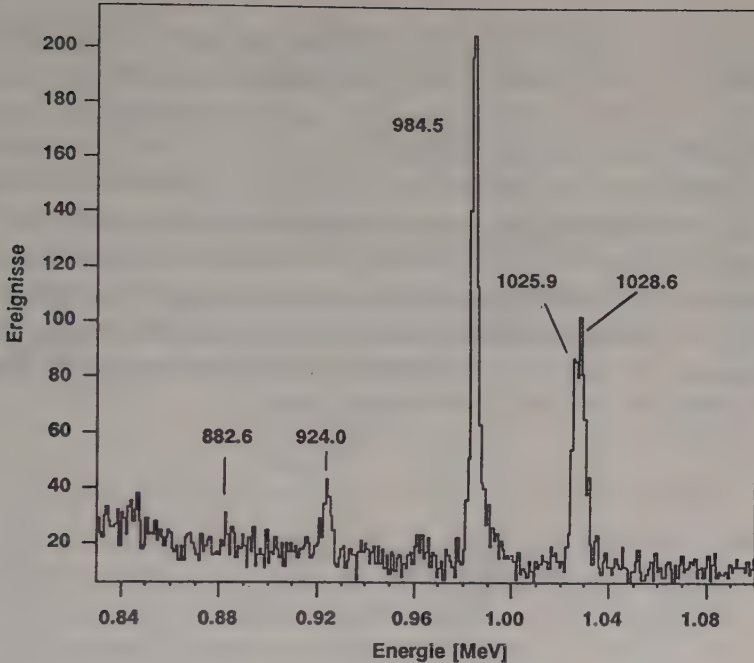


Fig.22 : Spektrum der γ -Quanten in prompter Koinzidenz mit Elektronen aus dem β -Zerfall von ^{238}Np und nachfolgenden konvertierten Übergängen in ^{238}Pu .

Der 1028.9-keV-Übergang geht direkt zum Grundzustand und wird deshalb nur in Koinzidenz mit dem Elektron aus dem β -Zerfall nachgewiesen. Für die anderen Übergänge erhöht sich die Nachweiswahrscheinlichkeit, da sie zum angeregten 2^+ bzw. 4^+ Niveau gehen und damit gleichzeitig Konversionselektronen aus den hochkonvertierten $4^+ \rightarrow 2^+$ bzw. $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergängen emittiert werden.

Der $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang ist in Energie ($E_\gamma = 44.1$ keV), Konversionsfaktor ($\alpha = 790$) und dem relativen Anteil der verschiedenen Konversionen $L12/L3 = 1.2 \pm 0.1$ und $MN/L = 0.45 \pm 0.5$ dem entsprechenden Übergang in ^{238}U sehr ähnlich. Wie Tabelle 7 zeigt, sind die Bindungsenergien der L- und M-Elektronen in ^{238}Pu um 0.4 bis 1.3 keV größer als in ^{238}U .

Schale	K	L1	L2	L3	M1	M2	M3-M5	N
E_B [keV]	121.8	23.1	22.2	18.1	5.9	5.5	< 4.6	< 1.6

Tabelle 7: Bindungsenergien der inneren Elektronen von ^{238}Pu

Der starke 984.5 keV-Übergang zum 2^+ -Niveau ermöglicht die Abschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit des nachfolgenden konvertierten Übergangs. In Fig. 23 ist das Spektrum der Elektronen in prompter Koinzidenz mit dem 984.5 keV-Übergang gezeigt.

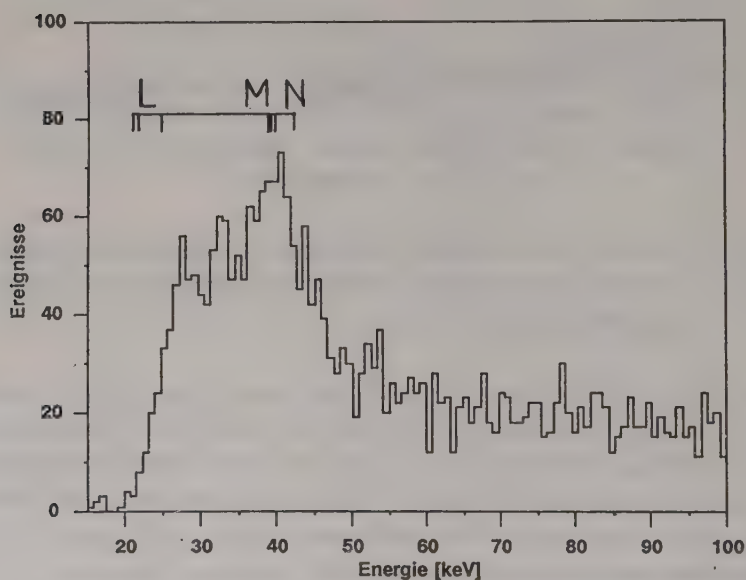


Fig.23: Spektrum der Elektronen gemessen in prompter Koinzidenz (Fenster 'B' in Fig.20) mit dem 984.5 keV-Übergang in ^{238}Pu

Zur Bestimmung der Effizienz nutzen wir die Möglichkeit der Koinzidenzmessung zwischen den beiden Elektronendetektoren. Es werden zwei γ -Spektren akkumuliert: In EG1 sind alle γ -Ereignisse in prompter

Koinzidenz mit Elektronenenergien zwischen 50 keV und 250 keV in Detektor 2. In EG2 wird zusätzlich die prompte Koinzidenz mit Elektronen in Detektor 1 verlangt, deren Energie kleiner als 50 keV ist. Dadurch selektiert man alle die Übergänge, speziell den 984.5 keV-Übergang, bei denen in Detektor 2 das Elektron aus dem β -Zerfall und in Detektor 1 das Konversionselektron aus dem nachfolgendem $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang nachgewiesen wurde. Das Verhältnis der Linieninhalte für die 984.5 keV-Linie in EG2 und EG1 ist gleich dem Produkt aus dem Raumwinkel Ω_1 von Detektor 1 und der Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{e-1} für den konvertierten Übergang in Detektor 1:

$$\frac{N_{EG2}(984.5)}{N_{EG1}(984.5)} = \Omega_1 \cdot \epsilon_{e-1} \quad (3.9)$$

Ω_1 ist der Raumwinkel für die Zerfälle, die auch in Detektor 2 nachgewiesen werden können. In der Monte-Carlo-Simulation (Kap.3.3.) ermitteln wir $\Omega_1 = 0.27$ in guter Übereinstimmung mit dem Wert, der für die isomere Spaltung gemessen wird (Kap.3.6.1.).

Das Ansprechvermögen der Halbleiterdetektoren hängt, wie in Kap.3.5.1. bereits angesprochen, sehr von dem Analysefenster ab, das im Zeitspektrum $e^- \gamma$ gesetzt wird. In der gesamten weiteren Auswertung wurden nur die Zeitfenster 'B' und 'C' aus Fig.20 gesetzt und die Ereignisse aus gleich großen Zeitfenstern 200 ns rechts vom prompten Peak als Untergrund abgezogen.

In Tabelle 8 sind die mit den zwei Analysefenstern ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten der beiden Detektoren angegeben.

	Fenster'B'	Fenster'C'
Detektor 1	0.39 ± 0.05	0.21 ± 0.04
Detektor 2	0.25 ± 0.05	0.14 ± 0.03

Tab. 8: On-line ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{e-} der Detektoren 1 und 2 für einen konvertierten E2-Übergang der Energie 44.1 keV bei den zwei Koinzidenzbedingungen.

Das Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Off-line ermittelten Werten. Es ist anzumerken, daß die kinetische Energie der Konversionselektronen aus dem $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in ^{238}Pu um ein bis zwei keV geringer ist als bei ^{238}U . Andererseits ist der Anteil höher-energetischer Elektronen in ^{238}U aufgrund des kleineren MN/L-Verhältnisses etwas kleiner, so daß die beiden Messungen sehr gut miteinander zu vergleichen sind. Dank des Schutzes der Detektoren durch die Mylarfolie und durch sorgfältiges Abblocken von Hochfrequenzstörungen verschlechtert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit im Strahlbetrieb im Vergleich zur Off-line-Messung nicht. Lediglich Detektor 2 zeigt geringfügig schlechtere Werte, was eventuell durch die aufgrund eines geringeren Abstandes zum Target höheren Belastung durch Gammaquanten und Neutronen zu erklären ist.

3.5.3. Nachweiswahrscheinlichkeit des γ -Detektors

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des γ -Detektors wurde mit Standardquellen 2 mm über dem Mittelpunkt von Detektor (1) bestimmt. Bei 20 kHz Eingangszählrate im γ -Hauptverstärker sank die Nachweiswahrscheinlichkeit durch Totzeit und "pile-up"-Verluste um 30 %.

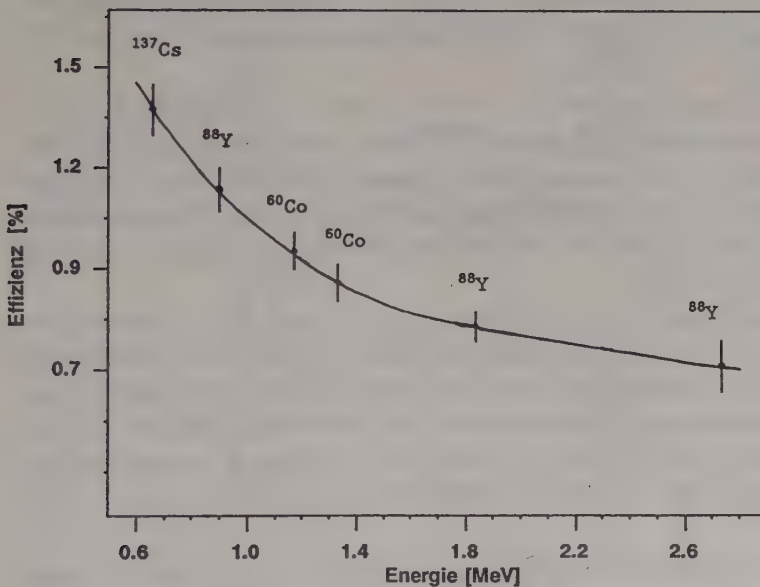


Fig.24: Nachweiswahrscheinlichkeit des γ -Detektors 2 mm über Detektor (1) am Ort der Mylarfolie.

3.6. ZERFALL DES FORMISOMERS ^{238m}U

3.6.1. Isomere Spaltung

Einer der großen Vorteile der hier vorgestellten Meßmethode ist die Möglichkeit der gleichzeitigen Messung von isomerer Spaltung und γ -Rückzerfall. In Fig.25 a) und b) sind die Spektren der in Messzeit U_I und U_{II} in den Detektoren (1) und (2) nachgewiesenen verzögerten Spaltung sowie die Spalt-Koinzidenzen zwischen Detektor (1) und (2) dargestellt.

Fig.25 c) zeigt das Spektrum der in Detektor (3) in Meßzeit U_I gemessenen Spaltungen. In Meßzeit U_{II} wurde dieser Detektor nicht mehr eingesetzt, da der entsprechende Analog-Digital-Konverter für das "pile-up"-Signal benötigt wurde (Kap.3.1.3. S.33) und in den Meßzeiten U_I und N_{PI} keine Mikroentladungen mehr registriert wurden (Kap.3.1.1. S.29).

Insgesamt wurden in den Detektoren (1),(2) und (3) $N_1 = 9030 \pm 50$, $N_2 = 3150 \pm 50$ und $N_3 = 148 \pm 20$ isomere Spaltungen nachgewiesen, davon $N_{12} = 1650 \pm 15$ Spaltungen koinzident in den Detektoren (1) und (2). Da die Detektoren im Schatten der Abschirmung (Fig.11) das Target nicht "sehen" können, wurden nur verzögerte Spaltereignisse registriert, wie aus Fig.27a) auf S.65 zu ersehen ist.

In den Spektren ist deutlich die Trennung in die schwere (kleine kinetische Energie) und leichte (große kinetische Energie) Spaltfragmentgruppe zu erkennen. Der niederenergetischen Teil der Spaltfragmentverteilung in Detektor (1) enthält ca. 1.5 mal mehr Ereignisse als der höherenergetische Teil. Um den Grund dafür zu veranschaulichen, wird in Fig.26 eine Skizze des experimentellen Aufbaus mit drei ausgewählten Spaltereignissen gezeigt.

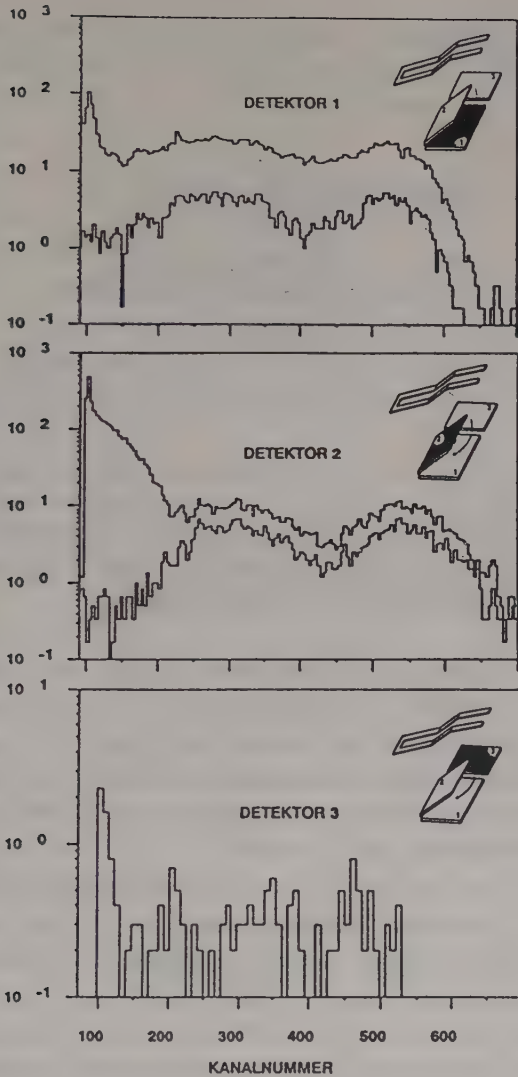


Fig.25: Energiespektrum der verzögerten Spaltung von ^{238}U aus den Meßzeiten U_I und U_{II} gemessen in den Detektoren (1), (2) und (3). Es sind keine Analysefenster gesetzt. In a) und b) ist das Spektrum der in den Detektoren (1) und (2) in Koinzidenz nachgewiesenen Spaltungen mit eingezeichnet.

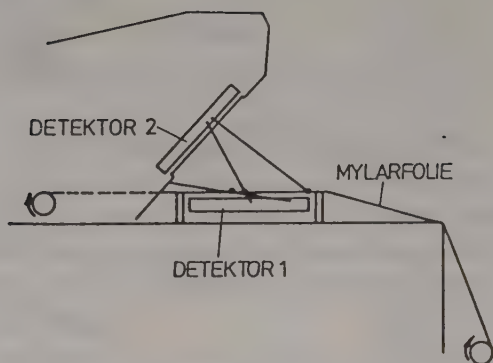


Fig.26: Skizze des experimentellen Aufbaus. Eingezeichnet sind die Mylarfolie über Detektor (1) und die Flugwege der Spaltfragmente aus drei Spaltungen.

Die Formisomere werden in der Mylarfolie direkt über Detektor (1) gestoppt. Je nachdem, in welchem Winkel die Spaltfragmente aus der nachfolgenden Spaltung in den Detektor eintreten, wird eine mehr oder weniger große Foliendicke durchdrungen. Der dadurch bedingte Energieverlust verschiebt die Zählraten im Energiespektrum der Spaltprodukte hin zu niedrigeren Energien.

In Detektor (2) ist die Anzahl von niederenergetischen und höherenergetischen Spaltfragmenten annähernd gleich groß, da die Spaltprodukte zumeist unter großen Winkeln (nahe 90°) durch das Mylarfenster in den Detektor eintreten und daher keine so großen Energieverluste erleiden. Da die Konzidenz zwischen Detektor (1) und (2) die möglichen Eintrittswinkel in Detektor (1) einschränkt, sinkt das Verhältnis von niederenergetischem zu höherenergetischem Anteil in Detektor (1) für alle mit Detektor (2) koinzidenten Ereignisse auf 1.2 ab.

Die Effizienz ε_1 für den Nachweis der isomeren Spaltung in den Detektoren 1 ermitteln wir aus der Anzahl der im Monitorzähler gemessenen prompten Spaltung $N_M = 1.84 \cdot 10^7$, der Nachweiswahrscheinlichkeit des

Monitorzählers für prompte Spaltung $\epsilon_M = (1.08 \pm 0.08) \cdot 10^{-3}$ und den Wirkungsquerschnitten $\sigma_{p.sp.}$ und $\sigma_{i.sp.}$ für prompte bzw. isomere Spaltung .

$$\epsilon_i = \frac{N_i}{N_M} \cdot \frac{\sigma_{p.sp.}}{\sigma_{i.sp.}} \cdot \epsilon_M \cdot T_K \quad (3.10)$$

N_i bezeichnet die Anzahl der in Detektor $i = (1), (2)$ oder (3) oder in Koinzidenz zwischen den Detektoren (1) und (2) gemessenen isomeren Spaltungen. Mit dem Korrekturfaktor $T_K = 1.15$ wird die unterschiedliche Totzeit der entsprechenden Analog-Digital-Konverter berücksichtigt (Kap.3.1.3. S.35).

Der Wirkungsquerschnitt für prompte Spaltung $\sigma_{p.sp.}$ bei 18 MeV Deuteronenenergie für den Nachweis der Spaltprodukte unter einem Winkel von $\theta = 90^\circ$ wird ermittelt aus dem integralen Wirkungsquerschnitt $\sigma_t = (1020 \pm 40) \text{ mbarn}$ [BAT 63] und der empirischen Beziehung

$$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma(90^\circ)} = 1 + C \cdot \cos^2 \theta \quad [\text{BAT 63}] \quad (3.11)$$

für das Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte $\sigma(\theta)$ und $\sigma(90^\circ)$, mit dem die Anisotropie der Spaltfragmentwinkelverteilung berücksichtigt wird. Der differentielle Spaltwirkungsquerschnitt $\sigma(90^\circ)$ ergibt sich damit zu

$$\sigma(90^\circ) = \frac{\sigma_t}{1+0.33 \cdot C} = (947 \pm 38) \text{ mbarn} \quad (3.12)$$

wobei die Konstante $C = 0.23 \pm 0.02$ aus den von Bate et al. [BAT 63] für die Deuteronenenergien $E_D = 13 \text{ MeV}$ und $E_D = 21 \text{ MeV}$ angegebenen Werten $C = 0.137$ bzw. $C = 0.284$ interpoliert wurde.

Für den Wirkungsquerschnitt der isomeren Spaltung wurde von Tischler et al. [TIS 80] und Wolf et al. [WOL 70] $(5.3 \pm 0.5) \mu\text{barn}$ bzw.

$(5.5 \pm 0.5)\mu\text{barn}$ ermittelt, während Repnow et al. [REP 70] einen Wert von $\sigma_{i.sp.} = (0.6 \pm 0.1)\mu\text{barn}$ angeben. Da die von Repnow et al. angegebene Halbwertszeit der isomeren Spaltung $T_{1/2} = (110 \pm 30)\text{ns}$ ebenfalls deutlich von den Ergebnissen anderer Autoren abweicht (Tab.12, S.82), setzen wir für $\sigma_{i.sp.}$ den Mittelwert der beiden erstgenannten Messungen $\sigma_{i.sp.} = (5.4 \pm 0.4)\mu\text{barn}$ ein.

Die damit ermittelten Wahrscheinlichkeiten ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 und ϵ_{12} für den Nachweis der verzögerten Spaltung in Detektor (1), (2) und (3) und für den koinzidenten Nachweis der Spaltfragmente in Detektor (1) und (2) sind in Tabelle 9 aufgelistet. Sie werden verglichen mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten, die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation (Kap.3.3.) mit verschiedenen Randbedingungen berechnet wurden.

Effizienz	ϵ_1 [%]	ϵ_2 [%]	ϵ_3 [%]	ϵ_{12} [%]
Messung	10.7 ± 1.1	3.7 ± 0.4	0.28 ± 0.05	2.0 ± 0.2
Rechnung MC1	11.9	3.9	0.6	1.8
MC2	9.5	3.4	0.6	1.2
MC3	8.7	2.8	0.9	0.5

Tab. 9: Vergleich der experimentell ermittelten Wahrscheinlichkeiten für den Nachweis der verzögerten Spaltung von ^{238}mU in den Detektoren (1), (2) und (3) und der Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von Koinzidenzen in den Detektoren (1) und (2) mit den Ergebnissen von Monte-Carlo-Simulationsrechnungen.

Alle drei Monte-Carlo-Rechnungen gehen von einer Impulsverteilung der Formisomere entsprechend der Kinematik der (d,pn)-Reaktion aus (Kap.3.2.2.). In MC1 wird eine gaußförmige Ladungsverteilung um $\bar{q} = 25^+$ mit einer Breite von 20 Ladungen und ein Energieverlust des Rückstoßkerns im Target gemäß Gleichung (3.2) auf Seite 40 angenom-

men. In MC2 wird als einzige Änderung gegenüber MC1 der mittlere Ladungszustand auf $\bar{q} = 20^+$ gesetzt. Als weitere Änderung gegenüber MC1 wird in der Simulation MC3 vorgegeben, daß die Rückstoßkerne das Target mit 90 % ihrer Anfangsenergie (aus der (d,pn)-Reaktion) verlassen. Der Anteil der Rückstoßkerne, die im Target steckenbleiben, ist bei allen Simulationsrechnungen gleich groß.

Die größte Aussagekraft haben die Verhältnisse der Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_1/ϵ_{12} , ϵ_2/ϵ_{12} und ϵ_1/ϵ_3 .

Während der Messung war zu beobachten, daß mehrere Stunden nach dem Einbau eines neuen Targets im Lauf der Zeit das Verhältnis ϵ_1/ϵ_2 langsam abnahm. Dies wird damit erklärt, daß sich auf dem Target nach und nach organische Kohlenstoffverbindungen aus Pumpenölen und Fetten ablagern, die im Teilchenstrahl aufgebrochen werden. Auf dem Target wird dadurch eine immer dicker werdende Kohlenstoffschicht aufgebaut. Die Rückstoßkerne erleiden in dieser Schicht einen zusätzlichen Energieverlust, der bewirkt, daß die Energieverteilung der Formisomere zu niedrigeren Energien verschoben und damit die Reichweite verkleinert wird. Durch die geringere Geschwindigkeit werden die Formisomere stärker abgelenkt und deshalb näher zu Detektor (2) transportiert. Damit werden ϵ_2 und auch ϵ_{12} größer, während ϵ_1 sinkt. Dieser Effekt wurde im Experiment durch Verringern der an Target und Elektrode anliegenden Hochspannung deutlich kompensiert. Sobald ϵ_1 unter 80 % des Anfangswertes absank, wurde das Target gewechselt (ca. alle 20 Stunden).

Die experimentell ermittelten Werte für die Verhältnisse ϵ_1/ϵ_{12} und ϵ_2/ϵ_{12} werden in Rechnung MC1 mit Abstand am besten wiedergegeben. Setzt man eine kleinere mittlere Ladung an (MC2), werden die Rückstoßkerne nicht genügend abgelenkt und die Koinzidenzwahrscheinlichkeit verringert sich. In Rechnung MC3 wird dieser Trend noch drastisch verstärkt, da hier die Geschwindigkeitsverteilung stark zu höheren Geschwindigkeiten verschoben ist.

Überraschend klein ist der Anteil der in Detektor (3) nachgewiesenen Spaltungen. Er wird vor allem von der z-Komponente der Geschwindigkeit der Formisomere (senkrecht zur Papierebene in Fig.11 S.26) bestimmt, da sich der Detektor ca. 11 mm außerhalb der Symmetrieachse befindet. Die nur durch Randeffekte bedingte z-Komponente des elek-

trischen Feldes spielt dabei keine Rolle. Der niedrige Wert für ϵ_3 relativ zu den Rechnungen deutet darauf hin, daß die mittlere Geschwindigkeit der Rückstoßkerne etwas niedriger ist oder (und) daß große Austrittswinkel der Kerne aus dem Target unwahrscheinlicher sind als angenommen.

Insgesamt zeigt uns der Vergleich der gemessenen mit den berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten, daß die mittlere Ladung der Formisomere von ^{238}U größer ist ($\bar{q} \approx 25^+$) als bisher angenommen ($\bar{q} \approx 20^+$ [MET 80]). Die Ergebnisse stehen in gutem Einklang mit Rechnungen beruhend auf der Annahme eines Energieverlustes der Rückstoßkerne im Target, der proportional zur dritten Wurzel der Energie ist (Kap.3.2.2. S.40).

In Fig.27a) ist die Zeitverteilung der verzögerten Spaltung von ^{238m}U aus beiden Meßzeiten im Bereich 120 ns bis 720 ns nach dem prompten Peak dargestellt. Mit der Methode der kleinsten Quadrate wurde $T_{1/2} = (298 \pm 18)\text{ns}$ ermittelt. Fig.27b) zeigt die Zeitverteilung der Spaltungen aus Meßzeit U_{II} (Pulsabstand $1.6\ \mu\text{s}$) zusammen mit dem Ergebnis der Simulationsrechnung MC1 für $T_{1/2} = 300\text{ ns}$. Die Abweichung der gerechneten Verteilung bei Zeiten $< 100\text{ ns}$ ist eventuell auf den Anteil an Spaltungen des Formisomers ^{237m}Np ($T_{1/2} = 45\text{ ns}$) zurückzuführen. Der Wirkungsquerschnitt für die isomere Spaltung von ^{237m}Np bei 18 MeV Deuteronenenergie ist nicht bekannt.

Die allein aus koinzidenten Spaltungen ermittelte Halbwertszeit ist $(305 \pm 31)\text{ns}$.

In Kap.3.9.1. werden diese Ergebnisse mit den bisher veröffentlichten Daten verglichen.

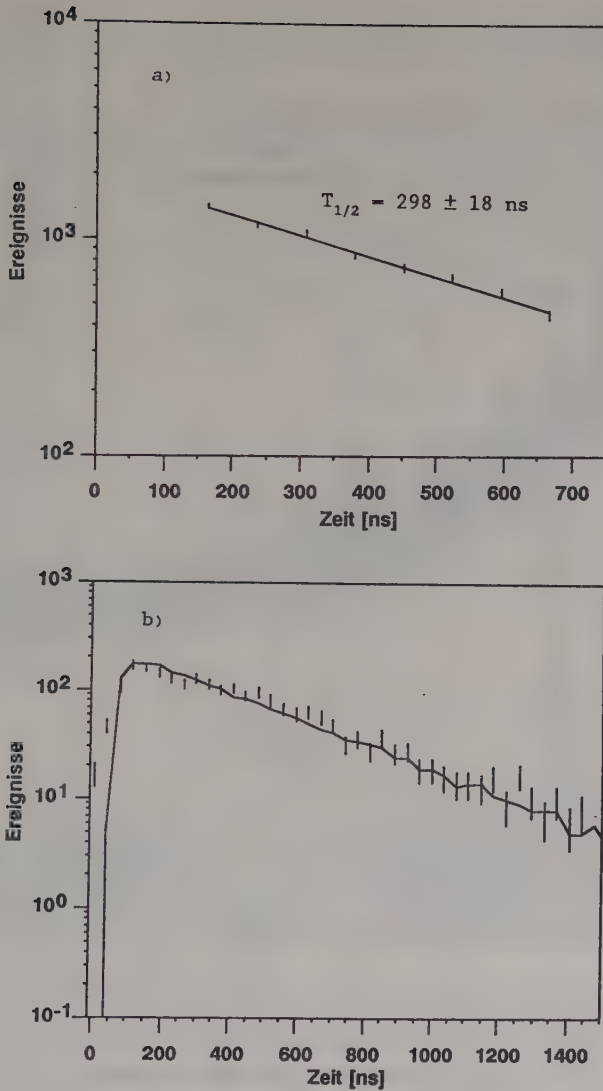


Fig.27a) Zeitspektrum der verzögerten Spaltung relativ zur Strahlungspulsung im Bereich 120 ns bis 720 ns für $U_I + U_{II}$.

b) Zeitspektrum der verzögerten Spaltung nur für U_{II} und Ergebnis der Simulationsrechnung MC1 für $T_{1/2} = 300$ ns (normiert auf gleiche Anzahl von Ereignissen).

3.6.2. γ -Rückzerfall

Fig.28 zeigt einen Ausschnitt des Energiespektrums der verzögerten γ -Quanten 110 - 720 ns nach dem prompten Peak, gemessen in prompter Koinzidenz mit Elektronen der Energie $20 \text{ keV} \leq E_{e^-} \leq 45 \text{ keV}$.

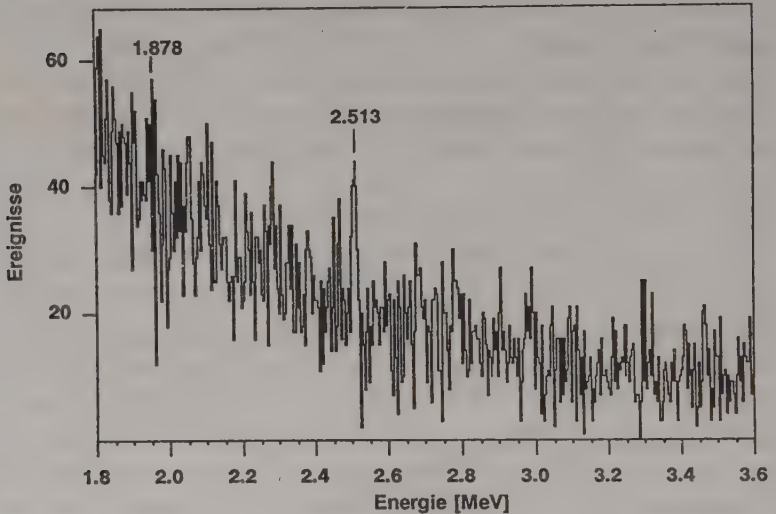


Fig.28: Spektrum der γ -Ereignisse 110 ns - 720 ns nach dem prompten Peak, gemessen in prompter Koinzidenz (Fenster 'B' in Fig.20) mit Elektronen. Das Spektrum der verzögerten e^- - γ -Koinzidenzen (rechts vom prompten Peak in Fig.20) wurde abgezogen.

Die stärkste Linie im Bereich $E_\gamma \geq 1.8 \text{ MeV}$ ist der von uns gesuchte 2.513 MeV-Übergang vom Grundzustand im zweiten Minimum von $^{238\text{m}}\text{U}$ bei 2.558 MeV zum angeregten 2^+ -Niveau im ersten Minimum von ^{238}U . Der 1.878 MeV-Übergang vom formisomeren Zustand zum angeregten 1^- -Niveau bei 680 keV ist schwächer, aber ebenfalls zu sehen.

Fig.29a)-c) zeigt die Zeitverteilung der γ -Ereignisse für diese beiden Energien, die Spektren der dazu koinzidenten Elektronen und

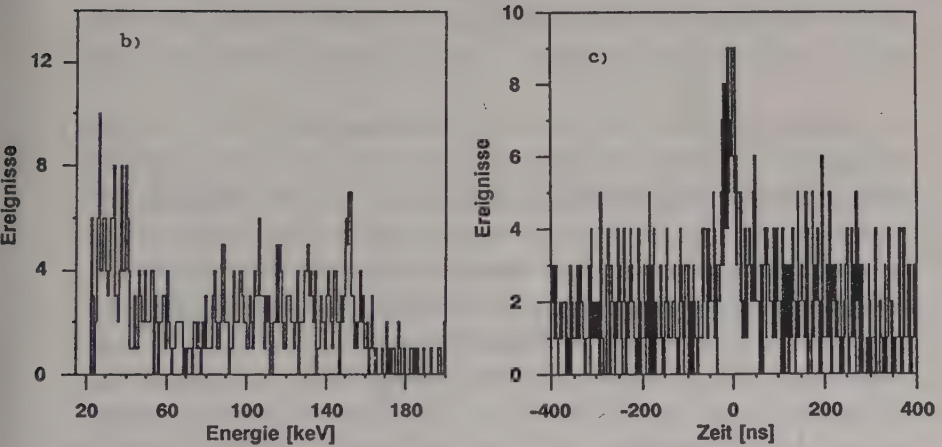
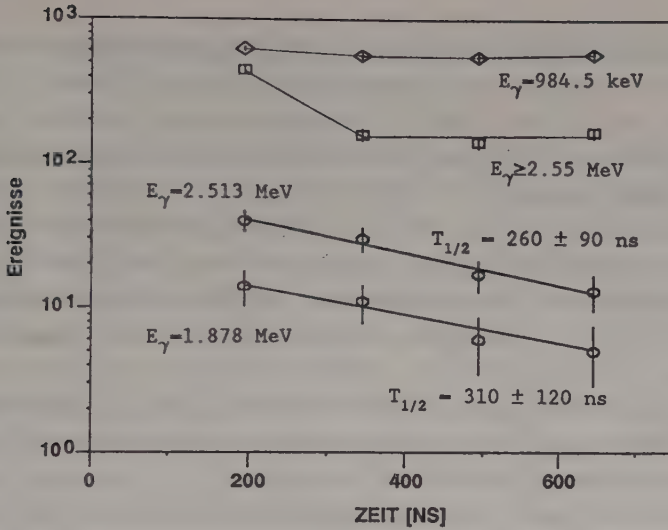


Fig.29: a) Zeitverteilung relativ zur Strahlungspulsung für die 984.5 keV-Linie ($\diamond$), die 2.513 MeV-Linie, die 1.878 MeV-Linie und für $E_\gamma \geq 2.55 \text{ MeV}$ ($\square$).

b) Spektrum der Elektronen gemessen in prompter Koinzidenz mit der 2.513 MeV Linie (110 ns - 720 ns nach dem prompten Peak).

c) Zeitverteilung der Elektronen mit Energien $20 \text{ keV} \leq E_{e^-} \leq 45 \text{ keV}$ in Koinzidenz mit verzögerten γ -Quanten bei 2.513 MeV.

die zeitliche Verteilung der Elektronen mit Energien zwischen 20 keV und 45 keV relativ zu den verzögerten γ -Quanten bei 2.513 MeV.

In Fig. 29a) ist auch die zeitliche Verteilung der 984.5 keV-Linie aus dem β -Zerfall von ^{238}Np ($\diamond$) und der γ -Ereignisse mit Energien $E_\gamma \geq 2.55$ MeV ($\square$) dargestellt. Die γ -Quanten aus dem β -Zerfall sind zeitlich gleichverteilt, da aufgrund der großen Halbwertszeit dieses Zerfalls ($T_{1/2} = 2.117$ d) zwischen den γ -Quanten und der Strahlpulsung keine zeitliche Korrelation mehr besteht. Die Überhöhung im ersten Zeitfenster für γ -Energien größer 2.55 MeV ist auf den ansteigenden Anteil zufälliger Koinzidenzen durch γ -Quanten aus Reaktionen (gestreuter) Projektilen an der Wandung und im Strahlstopper, neutroneninduzierten Reaktionen und kurzlebigen Spaltproduktisomeren zurückzuführen.

Die für 2.513 MeV und 1.877 MeV ermittelten Halbwertszeiten von (260 ± 90) ns bzw. (310 ± 120) ns stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit der für die isomere Spaltung gemessenen Halbwertszeit des Formisomers von (298 ± 18) ns überein.

Der niederenergetische Teil der Elektronen in prompter Koinzidenz mit verzögerten γ -Quanten bei 2.513 MeV (Fig. 29 b)) entspricht dem Spektrum der Konversionselektronen aus dem $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang mit $E_\gamma = 44.9$ keV in ^{238}U . Der in prompter Koinzidenz mit γ -Quanten auftretende Untergrund an höherenergetischen Elektronen resultiert vermutlich aus Comptonstreuung von γ -Quanten aus neutroneninduzierten Reaktionen, bei denen das Compton-gestreute γ -Quant (ev. mit 'pile-up') im γ -Detektor und das Compton-Elektron im e^- -Detektor nachgewiesen wird. Bei der Dicke der Elektronendetektoren von ca. 300 μm werden Elektronen mit Energien bis zu 250 keV vollständig gestoppt. Elektronen mit Energien $E_e > 800$ keV verlieren bei senkrechtem Durchdringen ca. 100 keV in der sensitiven Schicht des Halbleiters.

Die Neutronen entstehen an der Strahlrohrwandung, an Blenden, im Target und im Strahlstopper und erzeugen γ -Untergrund, der zeitlich innerhalb des Pulsabstands von 800 ns annähernd gleich verteilt ist. Für die 2.513 MeV Linie ist in Fig. 29c) deutlich die prompte Koinzidenz mit den Konversionselektronen zu erkennen; die Form der Zeitver-

teilung gleicht dem Zeitspektrum zwischen Konversionselektronen und α -Teilchen in Fig.20 auf Seite 49.

Weitere Linien mit der Halbwertszeit des Isomers wurden nicht gefunden, insbesondere nicht die von Russo et al. angegeben Linie bei 3.523 MeV [RUS 75]. Das fast völlige Fehlen (48 ± 35 Ereignisse) der 1.279 MeV-Linie aus dem 164 ns Isomer des Spaltprodukts ^{134m}Te ($\sigma = (16 \pm 3)\text{mbarn}$) zeigt die ausgezeichnete Unterdrückung des γ -Untergrundes aus Isomeren in Spaltprodukten.

In Kap.3.5.1. S.62 wurde die Effizienz $\epsilon_{i.sp.}$ des experimentellen Aufbaus für den Nachweis der isomeren Spaltung von ^{238}U ermittelt. Die Effizienz ϵ_K für den Nachweis des konvertierten $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergangs mit $E_\gamma = 44.7$ keV unterscheidet sich davon durch die Wahrscheinlichkeit ϵ_{e-} , das Konversionselektron im Detektor nachzuweisen, und durch den Faktor 0.5 aufgrund der Tatsache, daß bei der Spaltung zwei Fragmente zum Nachweis führen können:

$$\epsilon_K = 0.5 \cdot \epsilon_{i.sp.} \cdot \epsilon_{e-} \quad (3.13)$$

Damit hängt das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für den γ -Rückzerfall der Energie E_γ und isomere Spaltung $\sigma_{i.\gamma}(E_\gamma)/\sigma_{i.sp.}$ nur noch ab von der Anzahl $N_{i.\gamma}(E_\gamma)$ der gemessenen γ -Ereignisse der Energie E_γ , der Anzahl $N_{i.sp.}$ der im gleichen Zeitintervall nachgewiesenen isomeren Spaltung, der Wahrscheinlichkeit ϵ_{e-} für den Nachweis des konvertierten $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergangs und der Photopeak-Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_\gamma(E_\gamma)$:

$$\frac{\sigma_{i.\gamma}(E_\gamma)}{\sigma_{i.sp.}} = \frac{N_{i.\gamma}(E_\gamma)}{N_{i.sp.}} \cdot \frac{T_K}{0.5 \cdot \epsilon_{e-} \cdot \epsilon_\gamma(E_\gamma) \cdot \epsilon_{2+}} \quad (3.14)$$

Mit dem Korrekturfaktor $T_K = 1.4 \pm 0.1$ wird berücksichtigt, daß die Totzeit für γ -Ereignisse um 10 % höher als für verzögerte Spaltung war (Kap.3.1.3.) und daß die Photopeak-Nachweiswahrscheinlichkeit durch 'pile-up' um ca. 30 % verringert wurde. Der Faktor ϵ_{2+} gibt die

Wahrscheinlichkeit dafür an, daß nach dem γ -Zerfall des Isomers das 2^+ -Niveau populierte wird. Für den 2.513 MeV-Übergang ist das immer der Fall ($\epsilon_{2^+} = 1$). Der 1.878 MeV-Übergang führt zum 1^- -Niveau, das in 65 von 100 Fällen zum 2^+ -Niveau zerfällt ($\epsilon_{2^+} = 0.65 \pm 0.05$, [NDS 83]). Im Zeitbereich 110 ns bis 720 ns wurden 6650 ± 82 isomere Spaltungen in Detektor (1) nachgewiesen. Wir setzen für ϵ_{β^-} den mit dem β -Zerfall von ^{238}Np ermittelten Wert $\epsilon_{\beta^-} = 0.39 \pm 0.05$ (Kap.3.5.2.) ein. Die Werte für $\epsilon_{\gamma}(E_{\gamma})$ wurden Fig.24 auf Seite 57 entnommen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 10 zusammengefasst.

	$N_{1,\gamma}$	$\sigma_{1,\gamma} [\mu\text{barn}]$
2.513 MeV	105 ± 17	87 ± 22
1.878 MeV	39 ± 12	45 ± 14

Tab.10: Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse in Fig.28 bei 2.513 MeV und 1.878 MeV und die mit (3.14) ermittelten Wirkungsquerschnitte für diese Übergänge.

3.7. ERGEBNISSE FÜR ^{237m}Np

Das Formisomer von ^{237}Np wurde in einer $^{238}\text{U}(p,2n)^{237m}\text{Np}$ -Reaktion bei 12 MeV Einschußenergie gebildet. Der apparative Aufbau blieb gegenüber den $^{238}\text{U} + d$ Messungen unverändert.

Fig. 30a) zeigt die Energiespektren der nachgewiesenen Spaltprodukte in den Detektoren (1) und (2). Dargestellt sind jeweils die Einzelspektren (E) und das Spektrum der in den Detektoren (1) und (2) koinzidenten Ereignisse (K). In ca. 50 Stunden Meßzeit wurden in den Detektoren (1) und (2) $N_1 = 24$ und $N_2 = 6$ Spaltungen nachgewiesen, davon $N_{12} = 4$ Ereignisse koinzident in Detektor (1) und (2).

Die Zeiten der in Detektor (1) nachgewiesenen Spaltprodukte sind annähernd gleichverteilt (Fig. 30c)) und entsprechen nicht dem erwarteten exponentiellen Abfall des ^{237m}Np mit der Halbwertszeit $T_{1/2} \approx 45$ ns [WOL 73, MIG 77].

Die beste Aussage über die wahrscheinlichste Halbwertszeit $T_{1/2}$ erhält man aus der mittleren Zerfallszeit t_0 im Zeitintervall T mit der Beziehung

$$t_0 = \tau - T \cdot e^{(-T)/\tau} \cdot (1 - e^{(-T)/\tau}) \quad \text{mit} \quad T_{1/2} = \ln(2) \cdot \tau \quad (3.15)$$

Wir betrachten das Zeitintervall zwischen 100 ns und 330 ns (Pulsabstand 400 ns), da bei Zeiten kleiner als 100 ns viele Rückstoßkerne den Detektor noch nicht erreicht haben (Fig. 17, S. 43)) und man auf Grund des unterschiedlichen Raumwinkels keine exponentielle Zerfallskurve erhält.

Aus der mittleren Zerfallszeit $t_0 = 99$ ns im Intervall $T = 230$ ns ermittelt man numerisch eine wahrscheinlichste Halbwertszeit von $T_{1/2} = 215$ ns. Da t_0 sehr nahe bei $T/2$ liegt ist die Wahrscheinlichkeit für alle $T_{1/2}$ im Bereich $150\text{ns} \leq T_{1/2} \leq \alpha$ fast gleich groß. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die gemessene Verteilung bei einem Zerfall mit $T_{1/2} = 45$ ns auftritt, liegt unter 0.1 %. Da Wolf und Migneco übereinstimmende Ergebnisse erzielt haben, ist es unwahrscheinlich, daß die von ihnen gemessene Halbwertszeit um mehr als den Faktor 2 falsch ist. Die von uns gemessene Zeitverteilung ist daher nur

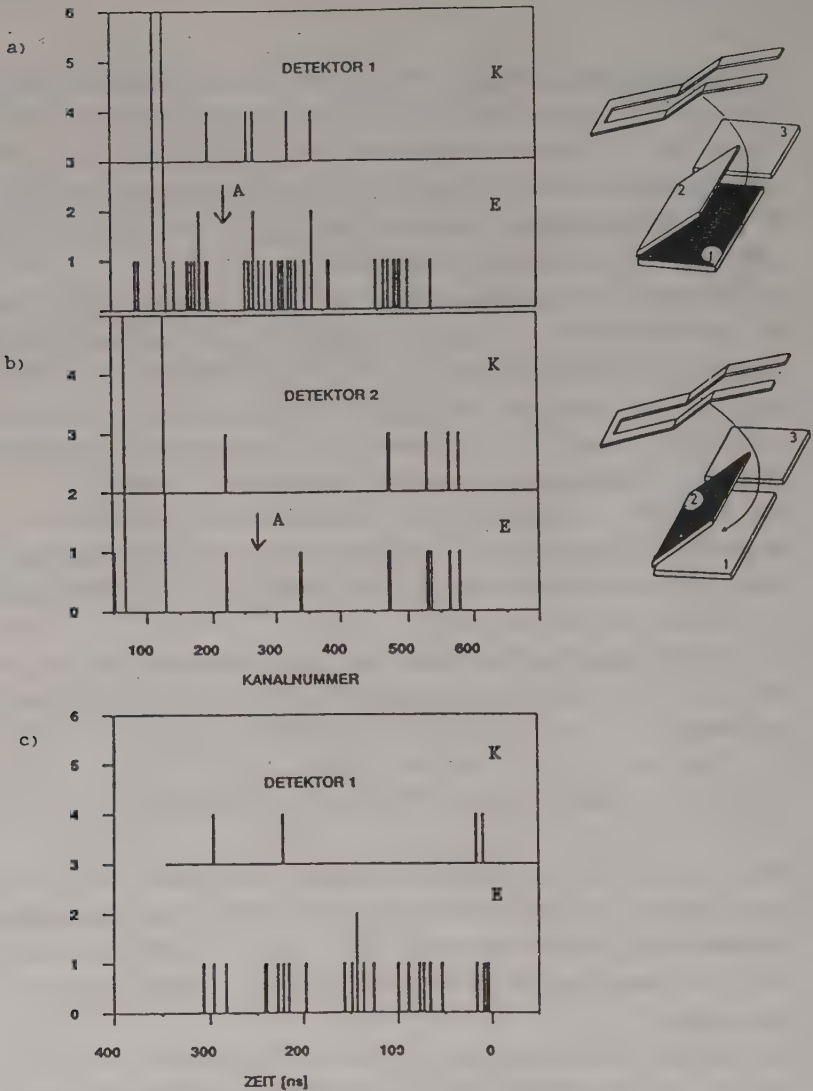


Fig.30 a),b): Energiespektren der verzögerten Spaltung aus der Reaktion $^{238}\text{U}+p$ gemessen in den Detektoren (1) und (2). In a) und b) ist das Energiespektrum der in Detektor (1) und (2) in Koinzidenz nachgewiesenen Spaltungen mit eingezeichnet (K). Mit A sind die Analysefenster gekennzeichnet, die für die Zeitfenster gesetzt wurden. In c) ist die Zeitverteilung der Spaltereignisse relativ zur Strahlpulsung dargestellt.

mit einem Untergrund an relativ langlebiger Spaltung zu erklären. Um Aufschlüsse darüber zu erhalten, werden die aus den Meßergebnissen ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten mit den Ergebnissen verschiedener Monte-Carlo-Simulationen verglichen. Die Effizienz ϵ für den Nachweis der isomeren Spaltung in den Detektoren wird wie im Fall des ^{238m}U mit Beziehung (3.10) auf Seite 61 ermittelt, wobei für die Anzahl der im Monitorzähler gemessenen prompten Spaltungen $N_M = 4.87 \cdot 10^7$ und für die Nachweiswahrscheinlichkeit des Monitorzählers für prompte Spaltung $\epsilon_M = (2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-3}$ einzusetzen sind. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für isomere und prompte Spaltung $\sigma_{i.\text{Sp.}}/\sigma_{p.\text{Sp.}}$ wurde zu $(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-7}$ [WOL 73] bzw. $(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-7}$ [MIG 77] ermittelt. Für die weiteren Abschätzungen setzen wir den Mittelwert aus diesen beiden Messungen $(1.25 \pm 0.30) \cdot 10^{-7}$ ein. Die Totzeitkorrektur T_K beträgt 1.1 .

Die damit ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten ϵ_1 , ϵ_2 und ϵ_{12} werden in Tabelle 11 mit den Ergebnissen der Monte-Carlo-Simulationen für drei verschiedene Halbwertszeiten verglichen:

Effizienz	ϵ_1 [%]	ϵ_2 [%]	ϵ_{12} [%]
Messung	8.7 ± 2.9	2.2 ± 1.1	1.4 ± 0.8
Rechnung 45 ns	7.5	2.7	1.8
200 ns	23.1	6.4	5.3
400 ns	28.2	7.5	6.3

Tab.11: Vergleich der experimentell ermittelten Wahrscheinlichkeiten für den Nachweis der verzögerten Spaltung von ^{237m}Np in den Detektoren (1) und (2) und der Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von Koinzidenzen in den Detektoren (1) und (2) mit Ergebnissen von Monte-Carlo-Simulationsrechnungen für drei verschiedene Halbwertszeiten des zerfallenden Isomers.

Die gemessenen Verhältnisse der Nachweiswahrscheinlichkeiten werden in der Rechnung gut wiedergegeben. Bei kleiner Halbwertszeit sieht Detektor (2) relativ viele Zerfälle im Flug; für Halbwertszeiten größer als 45 ns wird dieser Beitrag immer kleiner und der größte Teil der in Detektor (2) nachgewiesenen Spaltungen wird in Detektor (1) in Koinzidenz dazu gemessenen. Auffallend ist das starke Absinken der Effizienz bei kleinerer Halbwertszeit, das in dem sehr viel geringeren Raumwinkel für den Nachweis des Zerfalls im Flug begründet liegt.

In den Absolutwerten der Rechnung gibt es wegen der Unsicherheiten bei der Berechnung des Anteils der Rückstoßkerne, die das Target verlassen können, einen möglichen systematischen Fehler von bis zu 25 %. Die Messungen stehen damit im Einklang mit der Vorstellung, daß ca. die Hälfte der 24 in Detektor (1) nachgewiesenen Spaltungen dem Zerfall des Formisomers von ^{237}Np entstammen. Für die Erklärung des restlichen "langlebigen" Teils gibt es nur wenige Möglichkeiten, da die Zerfälle aufgrund der hohen Koinzidenzrate mit Sicherheit direkt auf der Folie über Detektor (1) stattgefunden haben müssen:

Mit der elektrostatischen Ablenkung wird fast ausschließlich ^{238}U , ^{237}Np und ^{238}Np vor den Detektor transportiert. Die Wahrscheinlichkeit für spontane Spaltung ist bei den hohen Halbwertszeiten ($> 10^{16}$ y) viel zu klein. Für neutroneninduzierte Spaltung stand mit Sicherheit nicht der erforderliche Neutronenfluß zur Verfügung, sonst wären die Detektoren innerhalb kurzer Zeit zerstört worden.

Die plausibelste Erklärung ist der Zerfall eines anderen Spaltisomers mit einer Halbwertszeit $T_{1/2} > 150$ ns. Der Grund dafür, daß dieses Isomer von Wolf und Migneco in der gleichen Reaktion nicht beobachtet wurde, könnte der um den Faktor 3 bis 4 kleinerem Wirkungsquerschnitt dieses Zerfalls sein. Während dies bei Wolf und Migneco zur Dominanz des 45 ns -Zerfalls führte, wären in unserer Messung die Anteile beider Zerfälle durch die Halbwertszeitabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit etwa gleich groß.

Mögliche Kandidaten für diesen Zerfall sind ein Spinisomer im zweiten Minimum von ^{237}Np und die Formisomere ^{236m}Np und ^{238m}U .

Spinisomere wurden bisher in 11 Formisomeren nachgewiesen mit Halbwertszeiten zwischen 3 ns und 11 μ s. In ^{237m}Np ist ein Spinisomer bisher nicht bekannt.

Für ^{238m}Np wurde bisher lediglich eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt für isomere Spaltung von $\sigma_{i,\text{Sp.}} \geq 100$ nbarn beim Beschuß von Urantargets mit 12 MeV Protonen und Deuteronen ermittelt [BAK 74b]. Der Wirkungsquerschnitt des von uns beobachteten Zerfalls würde bei ca. 5 - 10 nbarn liegen (für $T_{1/2} \geq 150$ ns).

Ebenfalls nicht völlig auszuschließen ist die Möglichkeit, daß in einer $^{238}\text{U}(p,p')$ -Reaktion das Formisomer ^{238m}U produziert und dessen Zerfall nachgewiesen wurde.

Bei der geringen Statistik kann für den Anteil der isomeren Spaltung von ^{237m}Np nur eine obere Grenze angegeben werden. Dieser Anteil kann zwischen 0 und ca. der Hälfte der in den Detektoren nachgewiesenen Spaltungen liegen.

Fig.31 zeigt das untergrundsubtrahierte Spektrum verzögerter γ -Ereignisse zwischen 1.2 und 4.0 MeV in prompter Koinzidenz mit Elektronen der Energie $20 \text{ keV} \leq E_e \leq 60 \text{ keV}$. Da die Halbwertszeit des gesuchten Isomers ($T_{1/2} = 45$ ns) klein ist gegen den Abstand zweier aufeinanderfolgender Strahlpulse ($\Delta t = 400$ ns), kann hier der Inhalt des späteren Zeitfensters subtrahiert werden, ohne echte Ereignisse zu verlieren. Für Energien $E_\gamma \leq 1.5$ MeV steigt der Anteil an zufälligen Koinzidenzen kurz nach dem prompten Peak, hervorgerufen durch Neutronen, gestreute Projektile und Spaltproduktisomere, und führt damit bei der Subtraktion zu einem für kleine γ -Energien ansteigenden Untergrund im Differenzspektrum.

Es gibt keine Linie, die mit der Halbwertszeit des ^{237}Np -Isomers zerfällt. Die geringe Statistik läßt keine Zuordnung einer Linie zu einem bestimmtem Zerfall zu, obwohl der Untergrund an zufälligen Ereignissen für $E_\gamma \geq 1.6$ MeV sehr gering ist. Unter der Annahme, daß 50 % der nachgewiesenen Spaltungen dem Zerfall des Formisomers ^{237m}Np entstammen, erhält man eine Grenze von $\sigma \leq 30 \mu\text{b}$ für den Wirkungsquerschnitt eines γ -Rückzerfalls mit $E_\gamma \geq 2.0$ MeV in Koinzidenz mit

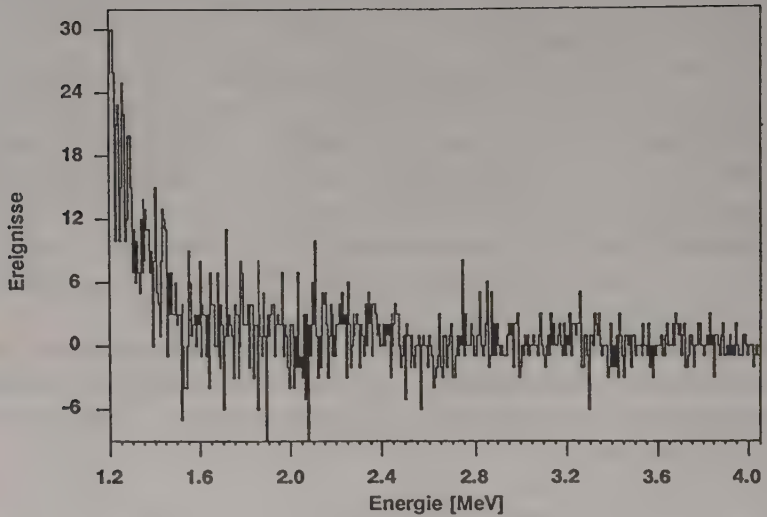


Fig.31: Spektrum der verzögerten γ -Quanten im Zeitbereich (100 - 215)ns in prompter Koinzidenz (Fenster 'B') mit Elektronen der Energie $20 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 60 \text{ keV}$. Das Spektrum der γ -Ereignisse im Zeitbereich (215 - 330)ns wurde davon abgezogen.

einem konvertiertem Übergang der Energie 45 keV. Dies entspricht einem Verhältnis der Zerfallsbreiten von γ -Rückzerfall zu isomerer Spaltung von $\Gamma_{i,\gamma}/\Gamma_{i.sp.} \leq 1500$.

3.8. ZERFALL DES 945.1 KEV ISOMERS IN ^{237}Np

Fig.32 zeigt das Spektrum von verzögerten γ -Quanten, die in prompter Koinzidenz mit niederenergetischen Elektronen gemessen wurden. Alle gekennzeichneten γ -Linien lassen sich eindeutig in das Niveauschema von ^{237}Np (Fig.33) einordnen und ergeben ein bisher nicht bekanntes Isomer bei 945.1 keV Anregungsenergie im ersten Minimum von ^{237}Np .

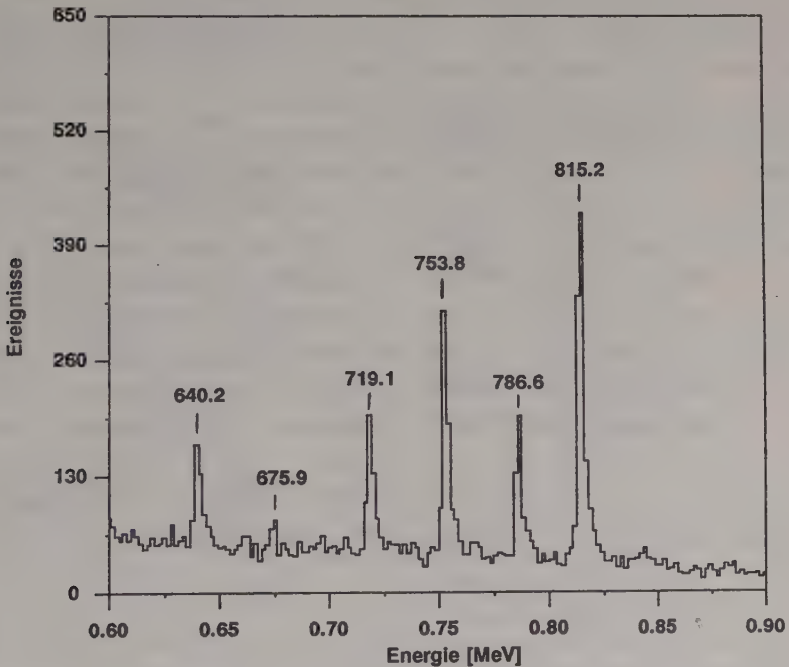


Fig.32: γ -Spektrum aus Meßzeit U_{II} , gemessen in prompter Koinzidenz (Fenster 'C') mit Elektronenenergien $25 \text{ keV} \leq E_{e^-} \leq 100 \text{ keV}$ 120 ns bis 1.4 μs nach dem prompten Peak. Die gekennzeichneten Linien stammen aus dem Zerfall des Isomers bei 945.1 keV Anregungsenergie in ^{237}Np .

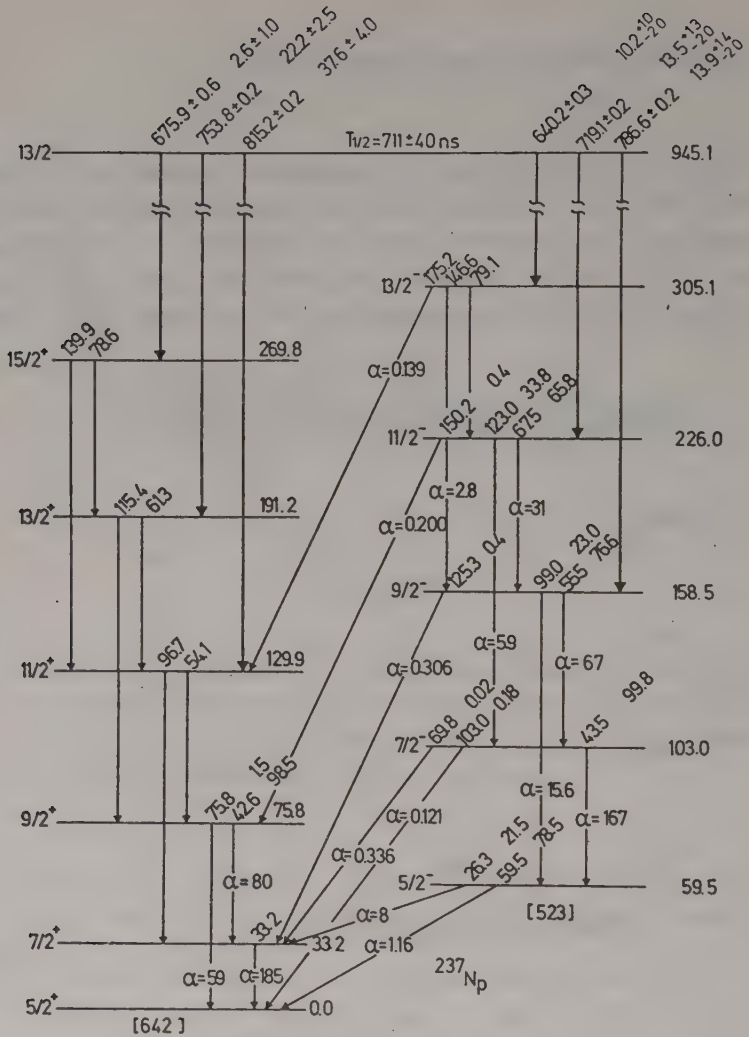


Fig.33: Teil des Niveauschemas von ^{237}Np mit den von uns gemessenen γ -Übergängen ausgehend von dem isomeren Zustand mit (711 ± 40) ns Halbwertszeit bei (945.1 ± 0.1) keV Anregungsenergie. Die relativen Intensitäten der ein Niveau depopulierenden (γ +ce)-Übergänge sind, soweit bekannt, neben den Übergangsenergien aufgeführt. Die Konversionsfaktoren α sind ebenfalls mit eingetragen (aus [NDS 85]).

Wie das Niveauschema zeigt, folgen den γ -Übergängen zum Teil mehrere hochkonvertierte Übergänge, die zu unterschiedlich hohen Nachweiswahrscheinlichkeiten führen. Um die Intensitäten der einzelnen γ -Übergänge vergleichen zu können, wurden nur Koinzidenzen mit Elektronenenergien kleiner als 40 keV berücksichtigt. Dadurch tragen die höherenergetischen konvertierten Übergänge (z.B. $13/2^+ \rightarrow 11/2^+$) nichts zur Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit bei. Die relativen Intensitäten in der [642]-Bande sind gut bestimmt, da bei allen Zerfällen das $11/2^+$ -Niveau erreicht wird und damit alle Übergänge die gleiche Chance haben, in Koinzidenz mit Konversionselektronen aus den beiden nachfolgenden Übergängen $11/2^+ \rightarrow 9/2^+$ und $9/2^+ \rightarrow 7/2^+$ nachgewiesen zu werden. Der Vergleich mit den γ -Übergängen in der [523]-Bande ist möglich, da hier mit den $9/2^- \rightarrow 7/2^-$ und $7/2^- \rightarrow 5/2^-$ Übergängen die gleiche Situation vorliegt und die Übergänge sehr ähnliche Energien haben. Das einzige Problem dabei stellt der 59.5 keV $5/2^- \rightarrow 5/2^+$ -Übergang dar, da er die Nachweiswahrscheinlichkeit für die γ -Übergänge in der [523]-Bande gegenüber der [642]-Bande erhöht. Dies wird zum größten Teil dadurch gelöst, daß

- nur Elektronenenergien kleiner als 40 keV akzeptiert werden, womit die M-Konversionslinie (≈ 54 keV) des 59.5 keV-Übergangs ganz und die L-Konversionslinie (≈ 40 keV) teilweise abgeschnitten wird.
- der Konversionskoeffizient des Übergangs relativ klein ist ($\alpha = 1.15$).
- eine prompte Koinzidenz (Fenster 'C') zwischen Elektronen und Gammaquanten verlangt wird, das $5/2^-$ -Niveau aber eine Halbwertszeit von 67 ns hat.

In Fig.34 ist das Spektrum der Elektronen in Koinzidenz mit den vier stärksten γ -Übergängen dargestellt. Die Statistik für die 815.2 keV-Linie ist so gut, daß hier die Energie des konvertierten Übergangs auf 2 keV genau ermittelt werden kann. Der M- und L-Anteil einer 54 keV-Linie ist deutlich sichtbar, wobei der L-Anteil (gegenüber der Nachweiswahrscheinlichkeit) so überhöht ist, daß noch der M-Anteil eines 43 keV Überganges beitragen muß. Dies wird durch das ermittelte Niveauschema bestätigt. Mehrere andere Konversionslinien sind angedeutet.

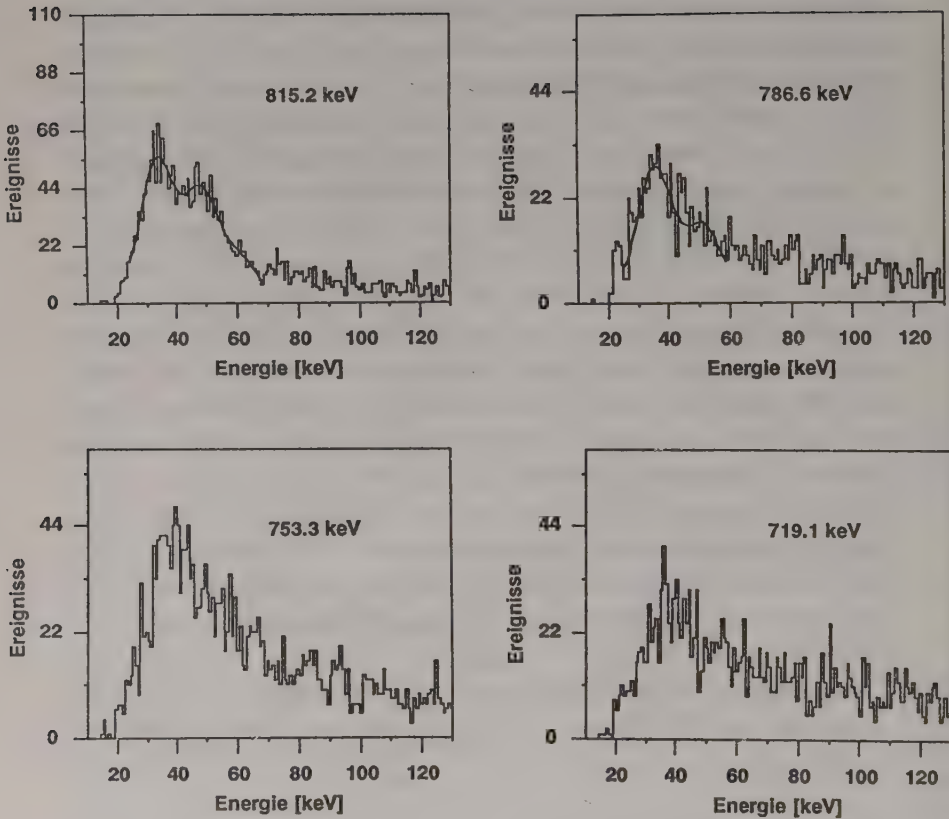


Fig.34: Spektrum der Elektronen in prompter Koinzidenz (Fenster 'C') mit den vier stärksten γ -Übergängen aus Fig.32. Die γ -Energie ist jeweils im Bild angegeben.

In Fig.35 ist das Zeitspektrum der das Isomer depopulierenden γ -Übergänge dargestellt. Als Halbwertszeit ermitteln wir $T_{1/2} = (711 \pm 40)\text{ns}$.

Die Messung dieses Zerfalls ist zum einen ein Beispiel für die hervorragende Eignung der Apparatur zur Messung verzögerter γ -Übergänge in Aktinidenkernen; zum anderen wird deutlich, wie reichhaltig die Zahl der konvertierten Übergänge in ^{237}Np ist.

Spin, K-Wert und Parität des Isomers werden in Kap.3.9.3 diskutiert.

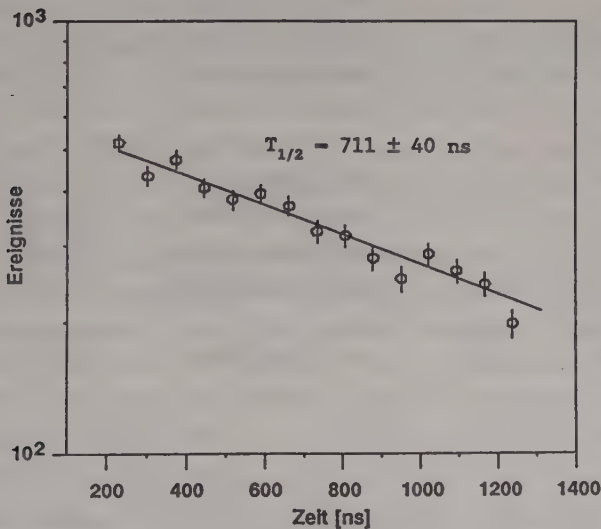


Fig.35: Zeitliche Verteilung der γ -Übergänge aus dem Zerfall des 945.1 keV-Isomers relativ zur Strahlpulsung. Fit und Halbwertszeit wurden mit der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt.

3.9. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

3.9.1. Halbwertszeit von ^{238m}U

In Tabelle 12 sind die mit der isomeren Spaltung bisher ermittelten Halbwertszeiten des Formisomers von ^{238}U zusammengestellt.

Reaktion	Energie [MeV]	Methode	$T_{1/2}$ [ns]	Referenz
$^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})$	13	Zerfall im Flug	300 ± 100	[LAR 69]
$^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})$	13	Zerfall im Flug	200 ± 70	[POL 70]
$^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})$	16	Zerfall im Flug	110 ± 30	[REP 70]
$^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})$	18 - 21	gepulster Strahl	195 ± 30	[WOL 70]
$^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})$	17, 19, 21, 23	gepulster Strahl	295 ± 15	[WOL 74]
$^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})$	20	Koinzidenz mit e-	184 ± 13	[MET 80]
$^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})$	20	Koinzidenz mit e-	211 ± 60	[GOE 82]
$^{238}\text{U}(\text{n}, \text{n}')$	1.5 - 5.0	gepulster Strahl	270 ± 40	[WOL 74]
$^{238}\text{U}(\gamma, \gamma')$	< 53	gepulster Strahl	200 ± 50	[TAM 71]
$^{238}\text{U}(\gamma, \gamma')$	< 12	gepulster Strahl	146 ± 22	[DRE 83]
$^{238}\text{U}(\text{d}, \text{pn})$	18	gepulster Strahl	298 ± 18	diese Arbeit

Tab.12: Zusammenstellung der bisher mit isomerer Spaltung ermittelten Halbwertszeiten von ^{238m}U .

Beim Nachweis der verzögerten Spaltung im Flug geht die Kinematik der Reaktion und die (dadurch mitbestimmte) Impulsverteilung der Formisomere nach Verlassen des Targets sehr stark in die Bestimmung der Halbwertszeit ein. Die Halbwertszeit wird aus der Dichteverteilung der Spaltfragmentspuren in einer Makrofol-Folie ermittelt. Dabei wurde zumeist angenommen, daß die Rückstoßkerne das Target mit annähernd dem gesamten Anfangsimpuls aus der jeweiligen Kernreaktion verlassen.

Wie unsere Meßergebnisse zeigen, ist diese Annahme offensichtlich falsch (Kap.3.6.1. S.62). Sie führt zu einer deutlichen Unterschätzung der Halbwertszeiten. Der von Polikanov et al. angegebene Wert beruht auf einer erneuten Auswertung der Daten von Lark et al., nachdem die Halbwertszeit ursprünglich dem Isomer von ^{238}Np zugewiesen worden war (andere Kinematik).

Der von Wolf et al. 1970 gemessene Wert von $T_{1/2} = (195 \pm 30)\text{ns}$ wurde auch noch in kürzlich erschienen Arbeiten als bester Wert zitiert (z.B. [RUS 75,MET 80,GOE 82,KAN 83]). In zwei späteren weniger beachteten Messungen [WOL 74] ermittelten Wolf et al. für das Isomer eine Halbwertszeit von $(295 \pm 15)\text{ns}$ bzw. $(270 \pm 40)\text{ns}$ in sehr guter Übereinstimmung mit dem von uns gemessenen Wert.

Die von Metag et al. und Drexler et al. angegebenen Werte sind selbst innerhalb eines Konfidenzlimits von drei Standardabweichungen nicht mit der von uns ermittelten Halbwertszeit verträglich. Es bleibt zu bemerken, daß

- in unserer Messung die Statistik besser ist als bei allen anderen Messungen zusammengekommen (keine Angaben bei [WOL 74]).
- die verzögerte Spaltung nahezu untergrundfrei nachgewiesen wird. Vor allem die neutroneninduzierte Spaltung, eines der Hauptprobleme bei der elektronischen Messung ("gepulster Strahl") der isomeren Spaltung, ist hier völlig vernachlässigbar. Die zusätzliche Ermittlung der Halbwertszeit allein mit Spaltkoinzidenzen gibt weitere Sicherheit bei der Bestimmung der Lebensdauer.
- die Kinematik der Reaktion in die Bestimmung der Lebensdauer nicht eingeht, (im Gegensatz zur Messung des Zerfalls im Flug), da die Isomere gestoppt werden, bevor sie spalten.

Eine Änderung der Halbwertszeit des Formisomers um 100 ns ändert an den ermittelten Wirkungsquerschnitten fast nichts. Wurden N Ereignisse im Zeitbereich 100 ns bis 800 ns nach dem prompten Peak gemessen, dann unterscheiden sich die daraus ermittelten Wirkungsquerschnitte für $T_{1/2} = 200\text{ ns}$ und $T_{1/2} = 300\text{ ns}$ nur um 1.3 %.

3.9.2. Diskussion des γ -Rückzerfalls in ^{238m}U

In Tabelle 13 sind die Ergebnisse zum γ -Rückzerfall von ^{238m}U zusammengestellt:

	$\sigma(2.513 \text{ MeV})$	$\sigma(1.878 \text{ MeV})$	$T_{1/2} [\text{ns}]$	Referenz
Russo et al.	$(90 \pm 25)\mu\text{barn}$	$(40 \pm 20)\mu\text{barn}$	$(191 \pm 44)\text{ns}$	[RUS 75]
Kantele et al.	$(42 \pm 12)\mu\text{barn}$	$\leq 15 \mu\text{barn}$	---	[KAN 84]
diese Messung	$(87 \pm 22)\mu\text{barn}$	$(45 \pm 14)\mu\text{barn}$	$(260 \pm 90)\text{ns}$	

Tab.13: Zusammenstellung der bisher gemessenen Wirkungsquerschnitte und Halbwertszeiten des γ -Rückzerfalls in ^{238m}U .

Der Nachweis des 2.513 MeV- und des 1.877 MeV-Übergangs in Koinzidenz mit Konversionselektronen aus dem nachfolgenden $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang bestätigt die frühere Interpretation dieser Übergänge durch Russo et al. [RUS 75] als γ -Rückzerfälle des formisomeren Zustands bei 2.558 MeV Anregungsenergie zum 2^+ -Niveau bei 44.9 keV bzw. zum 1^- -Niveau bei 680 keV:

- Beide Linien kommen in prompter Koinzidenz mit Elektronen, deren Energie der Energie von Konversionselektronen aus dem $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang mit $E_\gamma = 44.9 \text{ keV}$ entspricht.
- Das Intensitätsverhältnis des E1- zum E2-Übergang $I(E1)/I(E2)$ fügt sich gut in die von Russo et al. aus Daten aus radioaktiven Zerfällen und $^{238}\text{U}(n,\gamma)^{239}\text{U}$ -Reaktionen erstellte Systematik ein.
- Die Wirkungsquerschnitte für den 2.513 MeV-Übergang ($\sigma = (87 \pm 22)\mu\text{barn}$) und den 1.878 MeV-Übergang ($\sigma = (45 \pm 14)\mu\text{barn}$) stimmen mit den von Russo et al. ermittelten Werten ($(90 \pm 25)\mu\text{barn}$ bzw. $(40 \pm 20)\mu\text{barn}$) sehr gut überein. Dabei ist zu beachten, daß der von uns ermittelte Wirkungsquerschnitt für den Nachweis der γ -Übergänge in Koinzidenz mit einem 45 keV-Übergang ermittelt wurde, während in der Messung von Russo et al. keine Koinzidenz ver-

langt war. Zusammen mit dem Nachweis des E0-Übergangs durch Kantele et al. [KAN 83] ist damit zweifelsfrei gezeigt, daß als Ursprung dieser γ -Übergänge nur ^{238}U in Frage kommt. Es ist sehr unwahrscheinlich, daß es sich um den Zerfall eines isomeren Zustands im ersten Minimum handelt, da die Lebensdauer für die hohe Anregungsenergie von 2.558 MeV außerordentlich groß ist. Die Übereinstimmung der Halbwertszeiten für isomere Spaltung und γ -Rückzerfall ist ein weiteres starkes Argument dafür, daß die beobachteten γ -Übergänge bei 2.513 MeV und 1.878 MeV den γ -Rückzerfall des Formisomers darstellen.

Mit den ermittelten Wirkungsquerschnitten können die partiellen Halbwertszeiten für γ -Zerfall und isomere Spaltung abgeschätzt werden. Dabei ist die Möglichkeit zu berücksichtigen, daß (unbeobachtete) γ -Rückzerfälle andere 1^- - und 2^+ -Niveaus im ersten Minimum von ^{238}U bevölkern können. Unter der Annahme, daß die reduzierten Breiten dieser E1- und E2-Übergänge mit denen des nachgewiesenen E1(1.878 MeV)- und E2(2.514 MeV)-Übergangs übereinstimmen, erhält man einen zusätzlichen Beitrag von $(80 \pm 30) \mu\text{barn}$ für mögliche Zerfälle zu den 6 weiteren bekannten 1^- - und 2^+ -Niveaus in ^{238}U .

Damit ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt von $212 \pm 40 \mu\text{barn}$ für die Depopulierung des formisomeren Zustands durch γ -Rückzerfall. Mit dem Wirkungsquerschnitt für isomere Spaltung $\sigma_{i.sp.} = (5.4 \pm 0.4) \mu\text{barn}$ (Gl.3.12) erhalten wir für das Verhältnis der Zerfallsbreiten von γ -Rückzerfall und isomerer Spaltung

$$\frac{\Gamma_{i.\gamma}}{\Gamma_{i.sp.}} = 39 \pm 8 \quad (3.16)$$

Dabei ist allein der 2.513 MeV-Übergang 16 mal stärker als verzögerte Spaltung. Der Vergleich mit dem von Butler et al. für ^{236m}U ermittelten Wert von $\Gamma_{i.\gamma}/\Gamma_{i.sp.} < 1.5$ für $E_\gamma > 2.5 \text{ MeV}$ [BUT 80] zeigt, daß die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall des Formisomers über einen einzigen hochenergetischen γ -Übergang in ^{238m}U mindestens um einen Faktor 10 größer ist als in ^{236m}U . Dieses Ergebnis widerspricht der

Vorstellung einer für beide Kerne sehr ähnlichen Zerfallscharakteristik.

Aus dem Verzweigungsverhältnis (3.16) und der Halbwertszeit des Isomers ($T_{1/2} = (298 \pm 18) \text{ ns}$) erhält man die partielle Halbwertszeit für isomere Spaltung $T_{1/2}^{\text{i.sp.}} = (11.9 \pm 2.4) \mu\text{s}$, die um den Faktor 6 größer ist als der von Metag vorhergesagte Wert von $T_{1/2}^{\text{i.sp.}} = 2.0 \mu\text{s}$ (Kap.1.1). Dies liegt noch im Bereich der Abweichungen der mit der semiempirischen Beziehung von Metag erhaltenen partiellen Halbwertszeiten relativ zu experimentellen Werten [MET 75].

Die partiellen Halbwertszeiten für den 2.513 MeV-Übergang und den 1.878 MeV-Übergang betragen $(0.74 \pm 0.2) \mu\text{s}$ bzw. $(1.4 \pm 0.4) \mu\text{s}$. Damit erhält man Verzögerungsfaktoren relativ zur Weisskopfab schätzung von $F_W(E2) \approx 1 \cdot 10^7$ und $F_W(E1) \approx 5 \cdot 10^{10}$.

Die theoretisch berechneten partiellen Halbwertszeiten für γ -Rückzerfall sind mit grossen Unsicherheiten behaftet. Die Abschätzung von Nix und Walker [NIX 69] geht von einem sehr kleinen Überlapp der Wellenfunktionen im zweiten und ersten Minimum aus. Die partielle Halbwertszeit des γ -Überganges der Energie E_γ läßt sich als den Quotienten aus der Geschwindigkeit eines unbehinderten γ -Überganges der Energie E_γ im ersten Minimum und der Transmission durch die innere Barriere darstellen

$$T_{i\gamma} = \frac{T_{\gamma 0}}{P_A} \quad (3.17)$$

$T_{\gamma 0}$ wird mit Hilfe der Weisskopfab schätzung für einen E2-Übergang der Energie $E_\gamma = 2.513 \text{ MeV}$ zu $T_{\gamma 0} = 6.5 \cdot 10^{-14} \text{ s}$ ermittelt. In der WKB-Näherung ist die Penetrabilität der durch eine invertierte Parabel approximierten inneren Barriere mit Krümmungsparameter $\hbar\omega_A$

$$P_A = (1 + e^{\frac{2\pi(E_A - E_{II})}{\hbar\omega_A}})^{-1} \quad (3.18)$$

wobei E_A die Höhe der inneren Barriere und E_{II} die Anregungsenergie des Formisomers ist.

Mit dem experimentell ermitteltem Wert $E_{II} = 2.558$ MeV und den von Bjørnholm und Lynn [BJØ 80] empfohlenen Werten $E_A = 5.7 \pm 0.2$ MeV und $\hbar\omega_A \approx 1$ MeV erhält man $P_A \approx 2.7 \cdot 10^{-9}$ und damit

$$T_{i\gamma} \approx 24 \mu s \quad (3.19)$$

wobei bereits eine 10%-Veränderung der Barrierenparameter $\Delta E = E_A - E_{II}$ oder $\hbar\omega_A$ die Transmission um den Faktor 7 verkleinert oder vergrößert. Wie aus Fig. 36 zu ersehen ist, sind die Abweichungen der Weißkopfab schätzung von den tatsächlichen Verhältnissen ebenfalls in dieser Größenordnung.

In der theoretischen Behandlung von Lynn [LYN 71] wird die Möglichkeit der resonanzartigen Ankopplung von Zuständen im ersten Minimum bei der Energie E_{II} berücksichtigt. Die Beimischung von Zuständen im ersten Minimum zu den Wellenfunktionen im zweiten Minimum führt im Grenzfall vollständiger Dämpfung zu einer starken Erhöhung der Übergangswahrscheinlichkeit:

$$T_{i\gamma} = \frac{4 \cdot D_I \cdot T_{\gamma 0}}{\hbar\omega_{II} \cdot P_A} \quad (3.20)$$

die nun auch vom mittleren Abstand D_I der 0^+ -Zustände im ersten Minimum bei der Energie E_{II} und von der Vibrationsenergie im zweiten Minimum $\hbar\omega_{II} \approx 1$ MeV [BJØ 80] abhängt. Mit der Gilbert-Cameron-Formel für die Niveaudichte [GIL 65] und einem Parametersatz gewonnen aus experimentellen Daten erhält man für D_I den Wert 20 keV. Die damit berechnete Halbwertszeit

$$T_{i\gamma} \approx 1.9 \mu s \quad (3.21)$$

stimmt innerhalb des Faktors 2.5 mit der experimentell ermittelten partiellen Halbwertszeit $T_{i\gamma}^{\text{exp.}}(2.513 \text{ MeV}) = 0.74 \mu s$ überein. Die

Annahme unvollständiger Dämpfung führt zu entsprechend höheren Halbwertszeiten bis hin zum von Nix und Walker behandelten Grenzfall.

Bei der entsprechenden Abschätzung für die partielle Halbwertszeit des 1.878 MeV Überganges muß der empirische Verzögerungsfaktor eines E1-Überganges von 10^3 bis 10^5 gegenüber der Weißkopfabeschätzung berücksichtigt werden. Die damit berechneten Halbwertszeiten liegen in der Größenordnung des experimentell bestimmten Wertes

$$T_{1\gamma}^{\text{exp.}}(1.878 \text{ MeV}) = (1.4 \pm 0.4) \mu\text{s}.$$

3.9.3. Diskussion des 945.1 keV Isomers in ^{237m}Np

Bei dem Isomer im ersten Minimum von ^{237}Np handelt es sich mit größter Wahrscheinlichkeit um ein K-Isomer.

Die Quantenzahl K bezeichnet die Projektion des Spins I auf die Symmetrieachse. Ein Übergang wird "K-verboten" genannt, wenn die Differenz $|\Delta K| = |K_1 - K_2|$ der Spinprojektionen K_1 und K_2 von Anfangs- und Endzustand größer als die Multipolarität des Übergangs ist.

Geht man davon aus, daß es sich bei dem Isomer bei 945.1 keV um ein K-Isomer handelt, können Spin, K-Wert und Parität dieses Niveaus durch Vergleich der Verzögerungsfaktoren F_W der das Niveau depopulierenden γ -Übergänge mit empirischen Daten ermittelt werden.

Der Verzögerungsfaktor F_W eines Übergangs ist das Verhältnis von experimentell ermittelter partieller Halbwertszeit $T_{1/2}\gamma^{\text{exp.}}$ und der mit der Weisskopf-Abschätzung berechneten partiellen Halbwertszeit $T_{1/2}\gamma^W$:

$$F_W = \frac{T_{1/2}\gamma^{\text{exp.}}}{T_{1/2}\gamma^W} \quad (3.22)$$

Die experimentellen partiellen Halbwertszeiten werden aus den relativen Intensitäten und der gemessenen totalen Halbwertszeit des Niveaus berechnet:

$$T_{1/2}\gamma^{\text{exp.}} = T_{1/2}(\text{Niveau}) \cdot N_\gamma \quad (3.23)$$

wobei die N_γ normierte Intensitäten darstellen. Die Summe der N_γ und damit die Intensität der den isomeren Zustand depopulierenden Strahlung ist 1, da der Beitrag der Internen Konversion bei den hohen Energien und kleinen Multipolordnungen in diesem Fall vernachlässigt werden kann. Für die Halbwertszeit des Niveaus wurde $T_{1/2} = (711 \pm 40)\text{ns}$ ermittelt. Die relativen Intensitäten und die damit erhaltenen partiellen Halbwertszeiten sind in Tabelle 14 aufgelistet.

E_γ [keV]	I, K^π	N_γ	$T_{1/2} \gamma_{\text{exp.}} [\mu\text{s}]$
815.2	11/2, 5/2 ⁺	0.376 + 0.040	1.9
753.9	13/2, 5/2 ⁺	0.222 + 0.025	3.2
675.3	15/2, 5/2 ⁺	0.026 + 0.006	27
786.6	9/2, 5/2 ⁻	0.139 $\begin{smallmatrix} + 0.014 \\ - 0.020 \end{smallmatrix}$	5.1
719.1	11/2, 5/2 ⁻	0.135 $\begin{smallmatrix} + 0.013 \\ - 0.020 \end{smallmatrix}$	5.3
640.0	13/2, 5/2 ⁻	0.102 $\begin{smallmatrix} + 0.010 \\ - 0.020 \end{smallmatrix}$	7.0
869.3	9/2, 5/2 ⁺	< 0.004	> 177
842.1	7/2, 5/2 ⁻	< 0.007	> 101

Tab.14: Übergangsenergie, Spin, K-Wert und Parität des Endzustands, rel. Intensität und daraus mit (3.23) ermittelte partielle Halbwertszeit der gemessenen Übergänge. Zur Bestimmung von Spin, K-Wert und Parität des Isomers sind auch für die Übergänge zum 9/2⁺ und 7/2⁻ untere Grenzen für $T_{1/2} \gamma_{\text{exp.}}$ angegeben.

Die partiellen Halbwertszeiten gemäß der Einteilchen-Weisskopf-Abschätzung wurden mit einem Parametersatz berechnet, bei dem der Kernradius $r_0 = 1.2 \cdot A^{1/3}$ und der statistische Faktor $S = 1$ gesetzt wurden [LÖB 75].

In Fig.36 ist der Bereich der Hinderungsfaktoren F_w für verschiedenen $|\Delta K|$ -Werte für E1, E2, E3, M1, M2 und M3 Übergänge dargestellt (entnommen aus [LÖB 75]). Die experimentellen Daten wurden im Bereich der Seltenen Erden und der Aktiniden gewonnen. Die Zahlen über den Querbalken geben die Anzahl der bekannten γ -Übergangswahrscheinlichkeiten bei den entsprechenden F_w -Werten an. Die gestrichelt gezeichnete Linie zeigt die Abhängigkeit von F_w entsprechend einer von Rusinow [RUS 61] vorgeschlagenen Regel, wonach die F_w -Werte um den Faktor 100 pro K-Verbotenheitsgrad zunehmen. Die durchgezogenen Linien "verbinden" die gemessenen Werte parallel zu den gestrichelten Linien.

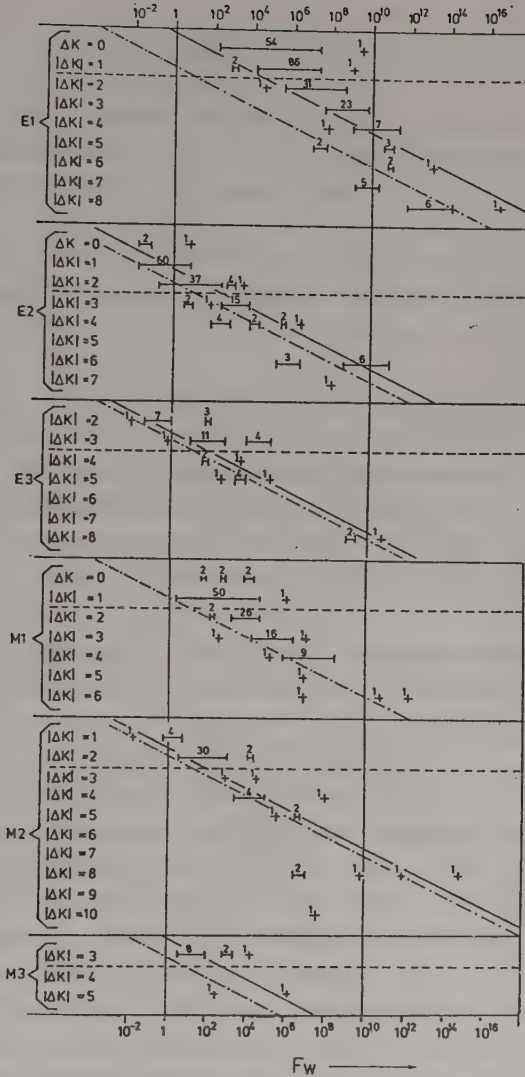


Fig.36: Bereich der Verzögerungsfaktoren relativ zur Weisskopfab schätzung F_W von elektrischen und magnetischen γ -Übergängen verschiedener Multipolarität für verschiedene $|\Delta K|$ -Werte (nähere Erklärung siehe Text).

Der Spin $I=15/2$ für das Isomer kann ausgeschlossen werden, denn

- für $I=15/2^-$ wäre der Übergang zum $9/2^-$ -Niveau (786.6 keV) ein $M3, |\Delta K|=5$ Übergang ($T_{1/2}\gamma = 2.43 \cdot 10^{-4} \text{ s}$) mit einem Verzögerungsfaktor $F_W = 2.1 \cdot 10^{-2}$, der aus der Systematik in Fig.36 völlig herausfällt.
- für $I=15/2^+$ wäre der Übergang zum $9/2^-$ -Niveau ein $E3, |\Delta K|=5$ Übergang ($T_{1/2}\gamma = 1.94 \cdot 10^{-6} \text{ s}$) mit einem Verzögerungsfaktor $F_W = 2.7$, der ebenfalls viel zu klein wäre.

Das Fehlen der Übergänge zum $9/2^+$ -Niveau bei 75.8 keV und zum $7/2^-$ -Niveau bei 103.0 keV lässt den Spin $I=9/2$ oder noch niedrigeren Spin für das Isomer ebenfalls ausschließen, da die $E1$ - und $M1+E2$ -Übergänge zu diesen Niveaus sicher deutlich stärker wären als der $E3(M3)$ -Übergang zum $15/2^+$ und die Verzögerungsfaktoren für den $E3(M3)$ -Übergang ebenfalls viel zu klein wären.

Für die verbleibenden Spins $I = 11/2$ und $I = 13/2$ sind in Tabelle 15 die Verzögerungsfaktoren der entsprechenden γ -Übergänge zusammengestellt.

Für alle 4 Spinkonfigurationen zeigt der Vergleich im wesentlichen Übereinstimmung zwischen den Verzögerungsfaktoren der von uns gemessenen Übergänge und den entsprechenden empirischen Daten in Fig.36, wobei die F_W -Werte der $M1$ - und $E1$ -Übergänge bei Spin $I = 11/2^+$ und $11/2^-$ an der oberen Grenze liegen. Eine weitere Einschränkung von Spin und Parität des Isomers wird aber durch die Abschätzung der unteren Grenze des Verzögerungsfaktors für den nicht beobachteten Übergang zum $9/2^+$ -Niveau möglich. Sowohl für Spin $I = 11/2^+$ als auch für $I = 11/2^-$ liegen die unteren Grenzen der F_W -Werte für die entsprechenden $M1$, $E2$ bzw. $E1$ -Übergänge um mehr als zwei Größenordnungen höher als bisherige empirische Werte.

Anfangszustand				
$I^\pi - K^\pi$:	11/2 ⁺	11/2 ⁻	13/2 ⁺	13/2 ⁻
$ \Delta K $:	3	3	4	4
E_γ → I, K ^π *				
815.2 keV	M1: $4.7 \cdot 10^7$	E1: $5.8 \cdot 10^9$	M1: $4.7 \cdot 10^7$	E1: $5.8 \cdot 10^9$
→ 11/2, 5/2 ⁺	E2: $1.1 \cdot 10^5$	M2: $8.4 \cdot 10^2$	E2: $1.1 \cdot 10^5$	M2: $8.4 \cdot 10^2$
753.9 keV	M1: $6.2 \cdot 10^7$	E1: $7.8 \cdot 10^9$	M1: $6.2 \cdot 10^7$	E1: $7.8 \cdot 10^9$
→ 13/2, 5/2 ⁺	E2: $1.2 \cdot 10^5$	M2: $9.6 \cdot 10^2$	E2: $1.2 \cdot 10^5$	M2: $9.6 \cdot 10^2$
675.3 keV	E2: $5.9 \cdot 10^5$	M2: $4.8 \cdot 10^3$	M1: $3.8 \cdot 10^8$	E1: $4.8 \cdot 10^{10}$
→ 15/2, 5/2 ⁺			E2: $5.9 \cdot 10^5$	M2: $4.8 \cdot 10^3$
786.6 keV	E1: $1.4 \cdot 10^{10}$	M1: $1.1 \cdot 10^8$	M2: $1.9 \cdot 10^3$	E2: $2.4 \cdot 10^5$
→ 9/2, 5/2 ⁻	M2: $1.9 \cdot 10^3$	E2: $2.5 \cdot 10^5$		
719.1 keV	E1: $1.1 \cdot 10^{10}$	M1: $8.4 \cdot 10^7$	E1: $1.1 \cdot 10^{10}$	M1: $8.4 \cdot 10^7$
→ 11/2, 5/2 ⁻	M2: $1.3 \cdot 10^3$	E2: $1.6 \cdot 10^5$	M2: $1.3 \cdot 10^3$	E2: $1.6 \cdot 10^5$
640.0 keV	E1: $1.0 \cdot 10^{10}$	M1: $7.9 \cdot 10^7$	E1: $9.8 \cdot 10^9$	M1: $7.9 \cdot 10^7$
→ 13/2, 5/2 ⁻	M2: $9.3 \cdot 10^2$	E2: $1.2 \cdot 10^5$	M2: $9.3 \cdot 10^2$	E2: $1.2 \cdot 10^5$
869.3 keV	M1: $>5.3 \cdot 10^9$	E1: $>6.7 \cdot 10^{11}$	E2: $>1.4 \cdot 10^7$	M2: $>1.1 \cdot 10^5$
→ 9/2, 5/2 ⁺	E2: $>1.4 \cdot 10^7$	M2: $>1.1 \cdot 10^5$		
842.1 keV	M2: $>4.2 \cdot 10^4$	E2: $>5.3 \cdot 10^6$	M3: $>5.3 \cdot 10^{-1}$	E3: $>6.7 \cdot 10^1$
→ 7/2, 5/2 ⁻				

Tab.15: Mit (3.14) berechnete Verzögerungsfaktoren relativ zur Weisskopfabschätzung F_W für $I^\pi - K^\pi = 11/2^+, 11/2^-, 13/2^+$ und $13/2^-$ des Isomers bei 945.1 keV in ^{237}Np . Die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten wurden für reine Übergänge berechnet, d.h. die angegebenen Verzögerungsfaktoren stellen eine untere Grenze dar. Das gilt insbesondere, wenn M1 und E2 angegeben ist, die i.a. beide auftreten.

* Übergang nach I, K^π, vgl. Niveauschema Fig.33 Seite 78.

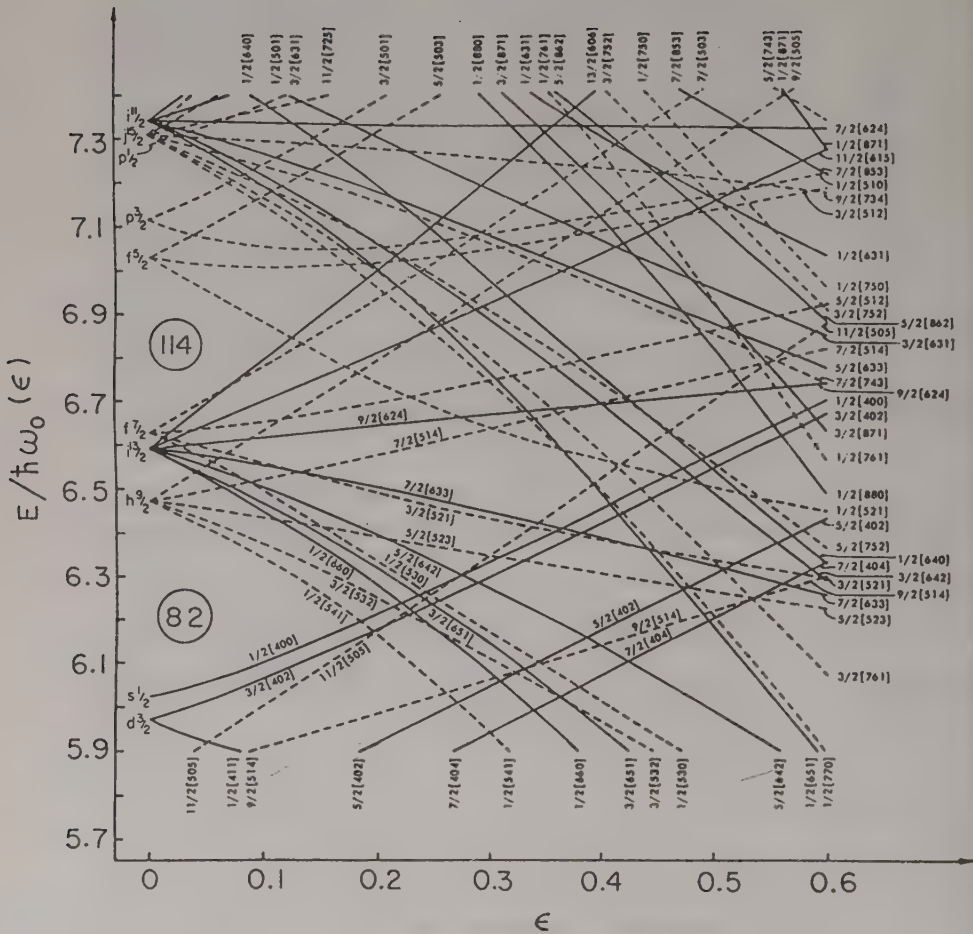


Fig.37 : Nilssonendiagramm für Protonen, $Z \geq 82$ [GUS 67].

Der Grundzustand von $^{237}_{93}\text{Np}$ liegt etwa beim Kreuzungspunkt der $5/2[642]$ - und $5/2[523]$ -Linien ($\epsilon = 0.2$).

Die für Spin $I = 13/2^+$ und $I = 13/2^-$ ermittelten Verzögerungsfaktoren fügen sich auch für den 869.3 keV-Übergang und den 842.1 keV-Übergang gut in die empirische Systematik ein. Die Bevorzugung einer der beiden Paritäten ist nicht zu erkennen. Da es bei $I = 13/2$ in der Nähe der Anregungsenergie des Isomers keinen Einteilchen-Zustand im Nilsson-Diagramm gibt (Fig.37), muß es sich um einen 3-Quasi-Teilchen Zustand handeln. In Frage kommen dafür ein 3 Protonen-Zustand

$$13/2^+: \quad 5/2^+[642] + 5/2^-[523] + 3/2^-[521]$$

und ein 1 Proton-2 Neutronen-Zustand

$$13/2^-: \quad \pi 5/2^+[642] + \nu 7/2^-[743] + \nu 1/2^+[631]$$

Zwischen diesen Möglichkeiten kann im Rahmen dieser Messungen nicht weiter differenziert werden. Wir weisen damit dem neuen Isomer bei 945.1 keV den Spin $I = 13/2$ und K-Wert $K = 13/2$ mit unbestimmter Parität zu.

4. SCHLUSSBETRACHTUNGEN

Die Bestätigung des γ -Rückzerfalls in ^{238m}U wirft erneut die Frage nach der fehlenden γ -Übergangsstärke in ^{236m}U auf. Erfolgversprechende Messungen dazu werden zur Zeit in der Heidelberger Kristallkugel durchgeführt.

Ist die Vermutung richtig, daß der Überlapp der Zustände in erstem und zweitem Minimum den entscheidenden Beitrag zur Stärke des γ -Rückzerfalls darstellt, dann können zwei sehr ähnliche Kerne durchaus unterschiedliche Zerfallscharakteristiken aufweisen, da schon geringe Abweichungen in der Niveaustuktur bei der Anregungsenergie des Isomers zu stark unterschiedlichen Übergangsmatrixelementen führen.

Mit dem in Kap.3. vorgestellten Aufbau zur Spektroskopie von Rückstoßkernen eröffnet sich ein weiterer Anwendungsbereich. Wie der Nachweis des γ -Rückzerfalls in ^{238m}U und die Entdeckung des K-Isomers in ^{237}Np zeigt, ist die Apparatur ausgezeichnet zur Spektroskopie isomerer Zustände in allen Kernen geeignet, in denen zumindest ein Teil der Übergänge zum Grundzustand konvertiert ist.

Der Kernpunkt dabei ist der Nachweis von Konversionselektronen oder verzögerten Spaltprodukten in prompter oder verzögerter Koinzidenz mit γ -Übergängen. Die wichtigsten Anwendungsbereiche sind:

- γ -Spektroskopie von Formisomeren
- γ -Spektroskopie von Isomeren im ersten Minimum
- Spektroskopie von Spinisomeren im zweiten Minimum. Wenn die Lebensdauer groß genug ist ($T_{1/2} \geq 40 \text{ ns}$), kann die Depopulation des Spinisomers über e- und γ -Übergänge zum Grundzustand im zweiten Minimum in Koinzidenz mit verzögerter Spaltung beobachtet werden.

Um die Suche nach dem γ -Rückzerfall in ^{237m}Np mit erhöhter Sensitivität fortzusetzen, sind vor allem Verbesserungen bei den Elektronendetektoren erforderlich.

Erfolgversprechend ist der Einsatz von Si(Li)-Detektoren, die höhere Nachweiswahrscheinlichkeit und deutlich verbesserte Energieauflösung (1 - 2 keV) aufweisen. Dank der raschen Fortschritte auf dem Gebiet der Detektorentwicklung werden heute Detektoren angeboten, die den aufwendigen geometrischen Anforderungen unseres experimentellen Aufbaus genügen.

Mit verbesserter Energieauflösung der Elektronendetektoren sollte es möglich sein, erstmals neue Formisomere allein durch Messung des γ -Rückzerfalls zu entdecken. Die Messung der Konversionselektronen erleichtert die Identifikation der Isomere erheblich. Wegen der guten Unterdrückung des Untergrundes an Isomeren in Spaltprodukten sind aufwendige Untergrundmessungen bei mehreren Einschüßenergien nicht erforderlich.

LITERATURVERZEICHNIS

- AND 76 V. Andersen, C.J. Christensen and J. Borggreen
Nucl. Phys. **A269** (1976) 338
- AHM 72 I. Ahmad, R.K. Sjoblom, R.F. Barnes, F. Wagner, Jr., P.R.
Fields
Nucl. Phys. **A186** (1972) 620
- BAK 74a B.B. Back, O. Hansen, H.C. Britt and J.D. Garrett
Phys. Rev. **C9** (1974) 47
- BAK 74b B.B. Back, O. Hansen, H.C. Britt and J.D. Garrett
Phys. Rev. **C9** (1974) 1924
- BAK 79 H. Backe, L. Richter, D. Habs, V. Metag, J. Pedersen, P. Singer
and H.J. Specht
Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 490
- BAR 78 H. Bartsch, W. Günther, K. Huber, U. Kneissl, H. Brieger
and H.J. Maier
Nucl. Phys. **A306** (1978) 29
- BAT 63 G.L. Bate, R. Chaudhry and J.R. Huizenga
Phys. Rev. **131** (1963) 722
- BEL 73 A.G. Belov, Yu.P. Gangrskii, B. Dalkhsuren, A.M. Kucher and
Nquen KongKhan
Yad. Fiz. **17** (1973) 942
- BEL 76 A.G. Belov, Yu.P. Gangrskii, B. Dalkhsuren and M.B. Miller
Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. **40** (1976) 1109
- BEM 79 C.E. Bemis, Jr., J.B. Beene, J.P. Young, and S.D. Kramer
Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 1854
- BJØ 68 S. Bjørnholm, I. Borggreen, Yu.P. Gangrskii and G. Sletten
Yad. Fiz. **8** (1968) 459 (Sov. J. Nucl. Phys. **8** (1969) 267)
- BJØ 80 S. Bjørnholm and J.E. Lynn
Rev. of Mod. Phys. **52** (1980) 725
- BOR 74 J. Borggreen, J. Hattula, E. Kashy and V. Maarbjerg
Nucl. Phys. **A218** (1974) 621
- BOR 77 J. Borggreen, J. Pedersen and G. Sletten and R. Heffner and
E. Swanson
Nucl. Phys. **A279** (1977) 189

- BRI 73 H.C. Britt
Atomic Data and Nuclear Tables Vol.12 No.8 (1973) 408
- BUT 80 P.A. Butler, R. Daniel, A.D. Irving, T.P. Morrison,
P.J. Nolan and V. Metag
J. Phys. G 6 (1980) 1165
- CAR 66 T.A. Carlson, W.E. Hunt and M.O. Krause
Phys. Rev. 151 (1966) 41
- DRE 83 J. Dreller, R. Heil, K. Huber, U. Kneissl, G. Mank,
R. Ratzek, H. Ries, H. Ströher, T. Weber and W. Wilke Nucl.
Phys. A411 (1983) 17
- FLE 67 G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretyakova,
N. Martalogu, D. Poenaru, M. Sezon, I. Vilcov and N. Vilcov
Nucl. Phys A97 (1967) 444
- FLE 68 G.N. Flerov, J.P. Grangrsky, B.N. Markov, S.M. Polikanov
and H. Jüngclaüssen
Sov. Nucl. Phys. 6 (1968) 12
- FRA 83 P. Fraidling
Zulassungsarbeit Universität München (1983)
- GIL 65 A. Gilbert and A.G.W. Cameron
Can. J. Phys 43 (1965) 1446
- GOE 82 U. Goerlach, D. Habs, V. Metag, B. Schwartz, H.J. Specht
and H. Backe Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1160
- GÜN 78 W. Günther, K. Huber, U. Kneissl and H. Krieger
Nucl. Phys. A297 (1978) 254
- GUS 67 C. Gustafson, I.L. Lamm, B. Nilsson and S.G. Nilsson
Ark. Fys. 36 (1967) 617
- HAB 77 D. Habs, V. Metag, H.J. Specht and G. Ulfert
Phys. Rev Lett. 38 (1977) 38
- Kan 83 J. Kantele, W. Stöffl, L.E. Ussery, D.J. Decman E.A. Henry,
R.W. Hoff, L.G. Mann and G.L. Struble
Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 91
- KAN 84 J. Kantele, W. Stöffl, L.E. Ussery, D.J. Decman E.A. Henry,
R.J. Estep, R.W. Hoff and L.G. Mann
Phys. Rev. C29 (1984) 1683
- LAR 69 N.L. Lark, G. Sletten, J. Pedersen and S. Bjørnholm
Nucl. Phys. A139 (1969) 481

- LAU 87 Lauth et. al.
wird veröffentlicht
- LEY 81 C. Ley
Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität München 1981
- LIN 63 J. Lindhard, M. Scharff and H.E. Schiøtt
Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.- Fys. Medd 33, n^o. 14
(1963)
- LIU 75 E. Liukkonen, V. Metag and G. Sletten
Nucl. Instr. and Meth. 125 (1975) 113
- LÖB 75 K.E.G. Löbner
Aus: The Electromagnetic Interaction in Nuclear
Spectroscopy, Ed. W.D. Hamilton, North Holland (1975)
- LÖB 81 K.E.G. Löbner, T. Schirmer, M. Steinmayer, und J. Weber
Jahresbericht 1981, LMU und TU München, S.34
- LYN 71 J.E. Lynn
Atomic Energy Research Establishment Report
AERE-M-250T (1971)
- MAC 64 B.E.F. Macefield and R. Middleton
Nucl. Phys. 59 (1964) 561
- MET 75 V. Metag
Nukleonika 20 (1975) 789
- MET 77 V. Metag and G. Sletten
Nucl. Phys. A282 (1977) 77
- MET 80 V. Metag, D. Habs and H.J. Specht
Physics Reports 65, No.1 (1980) 1
- MIG 77 E. Migneco, G. Russo, R. Deleo and A. Pantaleo
Phys. Rev. C16 (1977) 1919
- NDS 83 Nuclear Data Sheets 38, No.2 (1983) 297, 313
- NDS 85 Nuclear Data Sheets 44, No.2 (1985) 442
- NIX 69 J.R. Nix and G.E. Walker
Nucl. Phys. A132 (1969) 60
- PED 72 J. Pedersen and B. Rasmussen
Nucl. Phys. A178 (1972) 449
- POL 62 S.M. Polikanov et al
Sov. Phys. JETP 15 (1962) 1016

- REP 70 R. Repnow, V. Metag, J.D. Fox and P. von Brentano
Nucl. Phys. A147 (1970) 183
- RES 61 D.H. Rester, M. Moore, I.E. Durham, C.M. Class
Nucl. Phys. 22 (1961) 104
- RUS 61 L.I. Rusinov
Usp. Fiz. Nauk 73 (1961) 615
(Soviet. Phys. Usp. 4 (1961) 615)
- RUS 75 P.A. Russo, J. Pedersen and R. Vandenbosch
Nucl. Phys. A240 (1975) 13
- SEE 77 P.A. Seeger and W.M. Howard
Los Alamos Scientific Laboratory, report LA 5750, Sep. 1977
- SPE 72 H.J. Specht, J. Weber, E. Konecny and D. Heinemann
Phys. Lett. 41B (1972) 43
- SPE 74 H.J. Specht
Rev. of mod. Phys. 46 (1974) 773
- TAM 71 B. Tamain, B. Pfeiffer, H. Wollnik, E. Konecny
Nucl. Phys. A173 (1971) 465
- TIS 80 R. Tischler, A. Kleinrahn, R. Kroth and C. Günther
Phys. Rev. C22 (1980) 324
- ULF 79 G. Ulfert, V. Metag, D. Habs and H.J. Specht
Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1596
- WEB 79 J. Weber et. al.
Jahresbericht 1979, LMU und TU München, S.32
- WIE 68 W. de Wiclavik
Comp. Rend. 266 (1968) 577
- WOL 70 K.L. Wolf, R. Vandenbosch, P.A. Russo, M.K. Mehta and
C.R. Rudy
Phys. Rev. C1 (1970) 2096
- WOL 73 K.L. Wolf and J.P. Unik
Phys. Lett. 43B (1973) 25
- WOL 74 K.L. Wolf and J.W. Meadows
Bull. Am. Phys. Soc. 19, KH1 (1974) 594

Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei Herrn Prof. Dr. K.E.G. Löbner für die Anregung zu dieser Arbeit, die tatkräftige Unterstützung bei den Experimenten und die vielen hilfreichen Diskussionen bedanken.

Herrn Prof. Dr. S. Skorka danke ich für das stetige Interesse am Fortgang der Arbeit, für seine Unterstützung und den großen wissenschaftlichen Freiraum, in dem neue Ideen stets positiv aufgenommen und gefördert wurden.

Bei meinen Kollegen und Mitarbeitern Herrn U. Lenz, Herrn Dr. U. Quade, Herrn Dr. K. Rudolph, Herrn W. Schomburg, Herrn J. Simovic u.v.a. bedanke ich mich ebenfalls für ihre tatkräftige Mithilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Meßzeiten und für viele interessante Diskussionen. Unserer Sekretärin Fr. Walter danke ich für die gute Zusammenarbeit.

Während dieser Arbeit hatte ich mit fast allen Einrichtungen der Sektion Physik der Universität München und des Beschleunigerlaboratoriums zu tun. Für die durchweg positiven Erfahrungen, die ich dabei machen durfte, bin ich besonders dankbar. Ein herzlicher Dank an

- Herrn H. Steffens, der den experimentellen Aufbau in vielen Diskussionen mitgeformt und alle technischen Zeichnungen angefertigt hat.
 - die mechanische Werkstatt der Sektion Physik, die ausgezeichnete Arbeit leistete und bei eiligen Arbeiten stets sehr hilfsbereit war.
 - die elektronische Werkstätte, die u.a. die Schrittmotorsteuerung für den Einbau im großen Vakuuktank "HEXE" lieferte.
 - das Targetlabor, das stets ausgezeichnete Targets bereitstellte.
- Ein besonders herzlicher Dank an Fr. D. Frischke.

- die Beschleunigermannschaft, die mit viel Gefühl und Einsatz oft tagelang fädelt.
- die Rechnergruppe, die stets hilfsbereit oft auch außerhalb der Dienstzeiten mit Rat und Tat zur Seite stand.

Herzlichen Dank an die Bibliothekarinnen Fr. Müller-Roth und Fr. Kröner für ihre Unterstützung und Hilfe. Bei Fr. Groff und Fr. Hierzberger bedanke ich mich für die Anfertigung der Zeichnungen und bei Herrn F. Schmitt für die Fotografien.

Ich möchte mich auch bei dem Detektorlabor der TU München und dabei besonders bei Herrn Dr. Kemmer für die unkomplizierte Bereitstellung der ionenimplantierten Halbleiterzähler bedanken.

Herrn Czech danke ich für den zügigen Aufbau der HEXE.

Lebenslauf

Ich wurde am 1.Juni.1956 als Sohn des Elektrotechnikers Franz Steinmayer und seiner Frau Ingrid in Mittenwald geboren.

Nach dem Besuch der Volksschule an der Werdenfelsstraße in München von 1962 bis 1966 wechselte ich an das Erasmus-Grasser-Gymnasium und danach 1969 an das Gymnasium Grafing in Grafing bei Ebersberg. Dort legte ich 1975 die Reifeprüfung ab.

Nach der Absolvierung des Grundwehrdienstes begann ich im Wintersemester 1976 an der Ludwig-Maximilians-Universität in München mit dem Studium der Physik. Im Frühjahr 1978 legte ich die Diplomvorprüfung ab. Mit der Diplomarbeit "Untersuchungen zum Gamma-Rückzerfall des Formisomers $^{236}\text{m}\text{U}$ " und der Diplomhauptprüfung schloß ich im April 1982 den Studiengang ab.

Seit 1.Juni 1982 arbeite ich als Doktorand und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Prof. Dr. S. Skorka in Garching.

